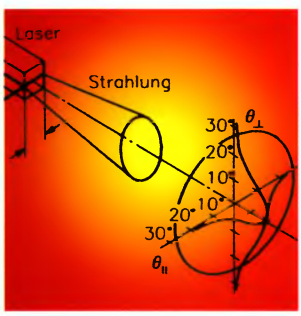
мир физики и техники

Ю. АЙХЛЕР
Г.-И. АЙХЛЕР

Лазеры. Исполнение, управление, применение



ТЕХНОСФЕРА

МИР
физики и техники

Ю. АЙХЛЕР, Г.-И. АЙХЛЕР

Лазеры. Исполнение, управление, применение

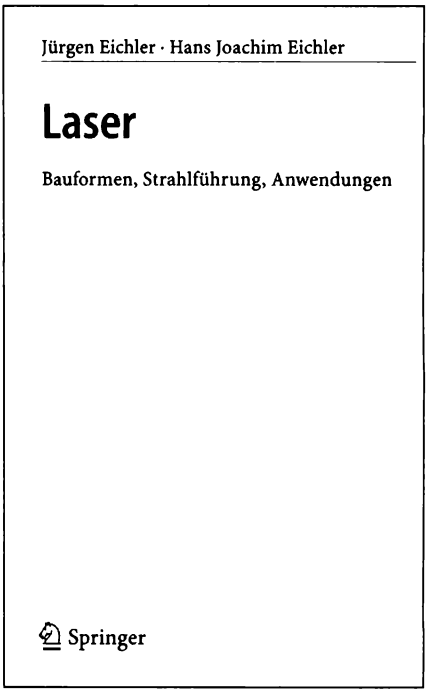
Перевод с немецкого
Л. Н. Казанцевой

ТЕХНОСФЕРА
Москва
2008

Ю. Айхлер, Г.-И. Айхлер
Лазеры. Исполнение, управление, применение
Москва:
Техносфера, 2008. – 440с. ISBN 978-5-94836-167-3

Лазеры играют важнейшую роль в сфере технических измерений, информационных технологий, обработки материалов, медицине и других областях науки. В книге дается обзор наиболее распространенных типов лазеров с описанием их многочисленных применений. Рассматриваются основы лазерной оптики, оборудование для анализа лазерного излучения, приводятся характеристики лазерных материалов. Заключительные главы посвящены рассмотрению наиболее важных областей применения лазерных установок и перспектив их дальнейшего развития.

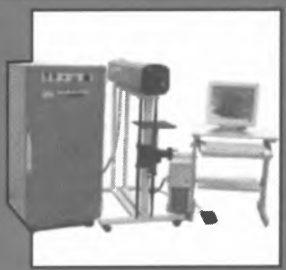
Простота и доступность изложения делает книгу прекрасным пособием для студентов вузов, преподавателей, учителей и школьников.



© Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1990, 1998, 2002, 2003, 2006
Springer is a part of Springer Science+Business Media.
All Rights Reserved
© 2008, ЗАО «РИЦ «Техносфера», перевод на русский язык, оригинал-макет, оформление

ISBN 978-5-94836-167-3
ISBN 3-540-30149-6 (нем.)

СОВРЕМЕННОЕ ПРОМЫШЛЕННОЕ ОБОРУДОВАНИЕ ДЛЯ ЛАЗЕРНОЙ МАРКИРОВКИ И ГРАВИРОВКИ



БетаМаркер-2010
Высокопроизводительная глубокая маркировка разнообразной продукции из металлов, сплавов, пластиков в промышленности

МиниМаркер-М10
Прецизионная маркировка разнообразной продукции из металлов, сплавов, пластиков в промышленности, рекламном и ювелирном бизнесе

Trotec Speedy
Прецизионная маркировка и резка разнообразной продукции в промышленности и рекламном бизнесе

УНИКАЛЬНЫЕ УСЛУГИ ПО ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКЕ МАТЕРИАЛОВ

Маркировка промышленных изделий

Изготовление шильд, информационных табличек, наклеек

Изготовление рекламной продукции

ЛАЗЕРНЫЙ ЦЕНТР
LASER CENTER

ООО «ЛАЗЕРНЫЙ ЦЕНТР»
195176, **С.-Петербург**, Пискарёвский, 25, БЦ «Пискарёвский»
WWW.NEWLASER.RU, e-mail: INFO@NEWLASER.RU

Поставка оборудования: Тел. (812) 326-7892, 332-0659, 380-4361
Маркировка и гравировка: Тел. (812) 333-3310, 596-3603
Лазерная резка: Тел. (812) 596-3320

620027, **Екатеринбург**, ул.Луначарского, 31, оф.120
Тел.: 8 (912) 61-82-150, 8 (904) 98-44-484
Тел./факс: (343) 355-1315
e-mail: RSA@newlaser.ru, www.ural.newlaser.ru

111141, **Москва**, ул. Электродная,10, офис 501
тел./факс: +7-495-6727209
e-mail: MSK@newlaser.ru
www.moscow.newlaser.ru

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ К 6-му ИЗДАНИЮ 17
Глава 1. СВЕТ, АТОМЫ, МОЛЕКУЛЫ, ТВЕРДЫЕ ТЕЛА 19
1.1. Свойства видимого излучения . . 19
Световые волны 20
Фотоны . 22
Поляризация 22
Цвет видимого излучения . 23
1.2. Атомы: орбиты электронов, уровни энергии. . . 24
1.3. Многоэлектронные атомы 27
Связь электронов 28
Правила отбора . 29
1.4. Молекулы . 29
Электронные состояния 29
Колебания и вращения 32
1.5. Энергетические уровни в твердотельных лазерах . . 33
Полупроводники. 34
Примесные атомы в изоляторах. . . . 34
Центры окраски 35
1.6. Энергетические зоны в полупроводниках 36
Энергия электронов и дырок 38
Плотности состояний. . 39
Вероятность заселения (распределение Ферми) . . 39
Легирование. 40
Инжекция носителей заряда, электронная плотность и энергия Ферми. . . . 40
Электронные волны в полупроводниках 42
Потенциальный барьер 42
Задачи . 43
Глава 2. ПОГЛОЩЕНИЕ И ИЗЛУЧЕНИЕ СВЕТА. . . 44
2.1. Поглощение . . 44
Атомистическая интерпретация поглощения 45
2.2. Спонтанное испускание . . 46
2.3. Усиление света за счет индуцированного испускания 47
Коэффициент усиления. 48
Распределение Больцмана, отрицательная температура . 49
2.4. Ширина линий 50
Естественная ширина линии 50
Столкновительное уширение . 51
Доплеровское уширение 52
Прочие механизмы уширения 53
2.5. Создание и уменьшение инверсной населенности. . 53
Насыщение усиления. . . 54
2.6. Конструктивное исполнение лазеров. . 56

L Scan

гальванометрические
сканаторы

- ✓ компактный дизайн
- ✓ современное качество
- ✓ производство и сервис в России

OEM-исполнение для различных применений

ATEKO

ООО "АТЕКО Техноцентр"
Москва, Госпитальная наб. 4/2, комн. 410
Тел./факс: +7 (495) 642-07-63, 369-47-01
http://www.ateko.ru, e-mail: info@ateko.ru

LIMO
Lissotschenko Mikrooptik

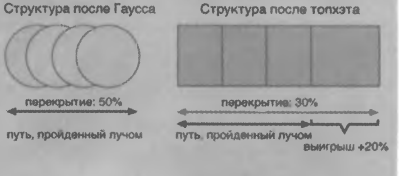
LIMO формирование луча

новинка

Преобразователь распределения Гаусса в топхэт для любых одномодовых лазеров

ХАРАКТЕРИСТИКИ

- Оптимизированный дизайн для различных длинн волн
- Возможны различные формы поля (квадрат, прямоугольник, линия)
- Поле на выходе от 60 x 60 мкм² до нескольких м²
- Улучшенная гомогенность в пределах 5 – 10 %
- Пропускание > 97 % (λ = 355, 532, 1064 нм)



РЕЗУЛЬТАТЫ

- Однородная обработка
- Более высокая производительность
- Оптимальные результаты обработки, оптимальные края зоны воздействия
- Высокая эффективность: почти все фотоны участвуют в процессе
- Отсутствие горячих точек

LIMO Lissotschenko
Mikrooptik GmbH
Bookenburgweg 4-8
44319 Dortmund, Germany
Phone: +49 (231) 22241-
www.limo.de
sales@limo.de

Сверхизлучение 56
Лазер: пороговое условие генерации . . 56
Стационарная генерация лазерного излучения 57
2.7. Характеристика излучения в зависимости от времени 59
Стационарное решение скоростных уравнений 61
Слабые релаксационные колебания 62
Сильные релаксационные колебания . 63
Появление релаксационных колебаний 64
Задачи . 64
Глава 3. ТИПЫ ЛАЗЕРОВ 66
Обзорная характеристика разных типов лазеров 67
3.1. Длины волн и выходные мощности 68
3.2. Перестраиваемые лазеры 70
3.3. Лазеры, стабильные по частоте 74
3.4. Высокомощные лазеры 74
3.5. Сверхкороткие световые импульсы 76
3.6. Параметры лазеров 76
Задачи . 78
Глава 4. ЛАЗЕРНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМАХ 79
4.1. Гелий-неоновые лазеры 79
Схема энергетических уровней 80
Возбуждение 81
Длины волн 81
Конструктивное исполнение 83
Свойства пучка 84
4.2. Лазеры на парах металла (Cu, Au) 85
Схема энергетических уровней 85
Конструктивное исполнение 87
Области применения 89
Извлечение меди из соединений . 89
4.3. Йодные лазеры, COIL 89
Задачи 91
Глава 5. ИОННЫЕ ЛАЗЕРЫ . 92
5.1. Лазеры для коротковолновой области 92
5.2. Ионные лазеры на инертном газе . 94
Ионные аргоновые лазеры 94
Конструктивное исполнение 97
Ионные криптоновые лазеры . 98
Области применения 99
5.3. Ионные лазеры на парах металла (Cd, Se, Cu) 99
He-Cd- и He-Se-лазеры 99
Другие лазеры на парах металла 102
Задачи 102
Глава 6. МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ИНФРАКРАСНЫЕ ЛАЗЕРЫ (ИРАЗЕРЫ) 103
6.1. Лазеры дальнего ИК-диапазона . . 103

ESTO ЛАЗЕРЫ И АППАРАТУРА ТМ
ЭЛЕКТРОННОЕ СПЕЦИАЛЬНОЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

ОБОРУДОВАНИЕ ДЛЯ ОБРАБОТКИ МАТЕРИАЛОВ

Разработки по традиционным направлениям *(сварка, резка, гравировка стандартных материалов).*
Разработки по новым технологиям *(обработка композитных материалов, микрообработка, функциональная подгонка и т.п.)* С применением различных типов лазеров, в т.ч. волоконных, с диодной накачкой, и прецизионных координатных систем.

Микрообработка

Прецизионная размерная обработка (скрайбирование, резка, фрезеровка, прошивка отверстий) с минимальными размерами дефектных зон. Изготовление подложек микросхем, микроотверстий, резка и т.д.

Маркировка и гравировка

Маркировка промышленной продукции, идентификационное и защитное кодирование промышленных образцов. Нанесение надписей на приборные панели, мерительный инструмент, клавиатурные поля, изготовления маркировочных и мнемонических табличек и шильдиков.
Художественная и серийная маркировка и отделка промышленной продукции и сувенирных образцов.

Резка и раскрой

Резка и сложно-контурный раскрой листового металла толщиной до 4-5 мм для стали, до 3-4 мм для алюминия, до 2-3 мм для латуни и меди с высокой точностью и качеством обработки по контуру, гравировки, прошивки отверстий, сверления изделий из металлов.

Сварка и размерная обработка

Ручная и автоматическая точечная и шовная сварка по произвольному чертежу.
Дополнительные возможности: резка, гравировка, прошивка отверстий, металлов, поликора, керамики и др. материалов.

Подгонка резисторов

Точная подгонка пассивных электронных компонентов (резисторов, конденсаторов, наборов резисторов и чип резисторов, перерезка перемычек, функциональная подгонка и т.п. Возможна одиночная и групповая подгонка компонентов, выполненных по тонкопленочной или толстопленочной технологии в ручном, полуавтоматическом или автоматических режимах.

Собственная научно-производственная база, позволяющая осуществлять серийное производство технологических комплексов, а также выполнять научные исследования и опытно-конструкторские разработки.

Http:\\www.laserapr.com, e-mail: info@estoco.ru
Тел./факс + 7 495 6519031, 5300053
Москва, Зеленоград, пр-д 4806, д. 5 стр. 23

Лазеры с оптической накачкой 103
Лазеры дальнего ИК-диапазона с электрической накачкой. 105
6.2. CO_2-лазеры. 105
Процессы возбуждения в газовых разрядах 106
Возбуждение 108
Схема энергетических уровней 108
Линии лазерного излучения 110
Непрерывный и импульсный режимы генерации 111
Лазер с медленным аксиальным газовым потоком 112
Лазер в герметичном корпусе (англ. sealed-off-laser) 114
Волноводные лазеры (англ. waveguide laser). 114
Лазеры с быстрым газовым потоком. . . 115
Лазеры с высокочастотным возбуждением 116
Лазеры атмосферного давления с поперечной накачкой (TEA-laser) 116
Газодинамические CO_2-лазеры. 117
Перестраиваемые CO_2-лазеры высокого давления. 118
6.3. CO-лазеры. 118
6.4. Фтороводородные (HF)-лазеры 121
Схема энергетических уровней и процессы возбуждения. 121
Конструктивное исполнение 123
DF-лазеры 124
Задачи 124
Глава 7. МОЛЕКУЛЯРНЫЕ УФ-ЛАЗЕРЫ 126
7.1. Азотные лазеры . . 126
Схема энергетических уровней 127
Конструктивное исполнение 128
7.2. Лазеры на эксимере 129
Энергетические уровни 130
Конструктивное исполнение 132
Частотная селекция для литографских лазеров. 135
Преобразование частоты 136
Задачи 136
Глава 8. ЛАЗЕРЫ НА КРАСИТЕЛЯХ 138
8.1. Свойства лазеров на красителях. 138
Оптическая накачка 140
8.2. Возбуждение с помощью ламп-вспышек 140
8.3. Возбуждение с помощью лазера. 141
Импульсные лазеры (нс) . 141
Непрерывные лазеры 143
Сверхкороткие импульсы 145
Задачи 146
Глава 9. ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ 147
9.1. Рубиновые лазеры. 148
Схема энергетических уровней 148
Излучение рубиновых лазеров . . 150
Конструктивное исполнение рубиновых лазеров. . . . 151

НОВЫЕ КНИГИ

ПО ТЕХНИЧЕСКИМ И ЕСТЕСТВЕННЫМ НАУКАМ

ДЛЯ СТУДЕНТОВ И СПЕЦИАЛИСТОВ

ТЕХНОСФЕРА
ИЗДАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР

125319, г.Москва, а/я 594

Тел. (495) 234-0110

Факс (495) 956-3346

E-mail: knigi@technosphera.ru

http://www.technosphera.ru

Новый российский журнал **«ФОТОНИКА»** посвящен оптическим системам любого типа (электрооптическим, оптоволоконным, лазерным, полностью оптическим), их элементам и технологиям.

Журнал **«НАНОИНДУСТРИЯ»** – новое периодическое издание РИЦ «Техносфера», охватывающее наноматериалы, наноэлектронику, нанодатчики и наноустройства, диагностику наноструктур и наноматериалов, нанобиотехнологию и применение нанотехнологий в медицине.

9.2. Лазеры на алюмоиттриевом гранате с неодимом и альтернативные варианты 152
Схема энергетических уровней лазеров Nd: ИАГ 152
Лазерное излучение 153
Лазеры на Nd: Cr: ГСГГ (гадолиний-скандий-галлиевый гранат)..... 157
Лазеры на Nd: ИЛФ (иттрий-литий-фторид) 157
Кристаллы, сохраняющие поляризацию 158
Лазерные кристаллы с диодным возбуждением 158
Исполнение неодимовых лазеров с накачкой лампой-вспышкой 159
9.3. Лазеры на стекле.. 160
Лазеры на стекле с неодимом..... 160
Сравнительная характеристика лазерных веществ..... 161
9.4. Эрбиевые и гольмиевые лазеры..... 162
Лазеры на эрбии 162
Лазеры на гольмии 163
9.5. Перестраиваемые твердотельные лазеры..... 164
Лазеры на александрите..... 165
Лазеры на сапфире с титаном..... 167
Лазеры на Yb: ИАГ 168
Лазеры на Yb: КГВ (калий-гадолиний-вольфрам) 171
9.6. Лазеры на центрах окраски.. 171
Схема энергетических уровней 172
Конструктивное исполнение 172
9.7. Дисковые и волоконные лазеры с диодной накачкой 175
Лазеры с диодной накачкой 175
Дисковый лазер..... 178
Волоконные лазеры 178
Задачи... 180
Глава 10. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ 181
10.1. Усиление света в диодах p — n-структуры..... 183
10.2. Лазеры на основе GaAlAs и InGaAsP... 185
10.3. Конструктивное исполнение диодных лазеров 186
Двойная гетероструктура..... 187
Полосковые лазеры 188
Волноводные лазеры ребристой структуры (англ. ridge waveguide laser). 189
Лазеры с горизонтальным резонатором и поверхностным излучением (HCSEL = англ. horizontal-cavity surface-emitting) 190
Трапецеидальный усилитель... 191
Лазерные матрицы и пакеты для высоки х выходных мощностей 191
Лазеры с потенциальной ямой и потенциальной точкой 193
10.4. Характеристики излучения лазеров на основе GaAlAs и InGaAsP 194
Характеристики излучения.... 195
10.5. Подстройка частоты диодных лазеров 198
Частотно-зависимое усиление света в полупроводниках: теория 198
Частотная зависимость усиления..... 201
Конструктивное исполнение диодных лазеров с подстраиваемой частотой 202
Перестраиваемые лазеры DFB и DBR 203

10.6. Диодные лазеры с вертикальным резонатором и поверхностным излучением (VCSEL) 204
10.7. Полупроводниковые лазеры для нижнего ИК-диапазона 206
Полупроводниковые лазеры дальнего ИК-диапазона. 208
10.8. Лазеры на GaN синей области спектра 208
Лазеры на основе полупроводниковых соединений $A^{II}B^{VI}$ 209
Лазеры на нитридах $A^{III}B^{V}$ 209
Области применения 210
10.9. Полупроводниковые лазеры для дальней связи 211
Задачи 211
Глава 11. ЛАЗЕРЫ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ, КОГЕРЕНТНЫЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ ЛУЧИ И АТОМНЫЕ ПУЧКИ 213
11.1. Электронно-лучевые лазеры 214
Конструктивное исполнение 214
Спонтанное излучение. 215
Усиление света. . . . 216
11.2. Рентгеновские лазеры свысокоионизированными атомами 218
Ударное электронное возбуждение 219
Системы с электрической накачкой 221
Рекомбинационное возбуждение. 221
Перспективы развития. 222
11.3. Когерентные атомные лучи 223
Задачи . . . 224
Глава 12. РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТОВЫХ ВОЛН 225
12.1. Плоские и сферические волны, дифракция. 225
Плоские волны 225
Ограниченные волны, дифракция. 226
12.2. Гауссовы пучки 227
Сферические волны с мнимым центром 228
Радиусы лучей . . 228
Угол дифракции 229
Радиус кривизны фазовых поверхностей 230
Параметр q 230
Высшие моды Эрмита — Гаусса 231
Радиусы и дивергенция высших мод. 232
12.3. Прохождение гауссовых пучков через линзы. 232
Геометрическая оптика 232
Преобразование гауссовых пучков 233
Фокусировка гауссова пучка 234
12.4. Телескопы и фильтры пространственных частот 235
Телескоп Кеплера 235
Зрительная труба Галилея 236
Фильтры пространственных частот. 237
12.5. Распространение реальных лазерных лучей 238
Числовая мера дифракции M^2 238
Определение M^2 239

Определение радиусов лучей 239
Лазерные лучи с $M^2 > 1$ 240
Измерение с помощью электронной камеры 240
Измерение с подвижными диафрагмами . 241
Измерение с подвижным срезом . . 242
Плотность энергии излучения 242
12.6. Оптические волокна. 243
Моды в плоских световодах 244
Моды в стекловолокнах. 245
Волокно со ступенчатым изменением показателя преломления. 247
Градиентные волокна . 247
Одномодовое волокно 247
Затухание 248
Материалы для изготовления волокон 249
Фотонные кристаллические волокна 249
12.7. Оптические материалы 251
Ультрафиолетовая область спектра 251
Видимая область спектра. 252
Инфракрасная область спектра 253
Задачи 253
Глава 13. ОПТИЧЕСКИЕ РЕЗОНАТОРЫ. 255
13.1. Резонатор с плоскими зеркалами. 255
Аксиальные моды . 255
Потери резонатора 257
13.2. Резонатор с вогнутыми зеркалами. 257
Высшие поперечные моды 259
13.3. Типы резонаторов . 262
Диаграмма устойчивости . . . 264
13.4. Неустойчивые резонаторы 265
13.5. Лазер с основной модой 266
Задачи 268
Глава 14. ЗЕРКАЛА. 269
14.1. Отражение и преломление . 269
Коэффициент отражения 270
Полное отражение 271
Дисперсия 273
14.2. Металлические зеркала . . . 273
14.3. Диэлектрические многослойные зеркала . . 274
Противоотражение (просветление) . 274
Лазерные зеркала 276
14.4. Устройство для расщепления пучка (светоделитель) 278
14.5. Фазосопрягающие элементы 280
Комбинация из четырех волн . 282
Индуцированное рассеяние 283
Области применения 283
Задачи . 285

Глава 15. ПОЛЯРИЗАЦИЯ . 286
15.1. Виды поляризации 286
Линейная поляризация 286
Круговая поляризация . 286
Эллиптическая поляризация 287
15.2. Двойное лучепреломление . 287
15.3. Поляризаторы 289
Дихроичные поляризационные фильтры . 290
Поляризационные призмы . 290
Брюстеровские пластинки, тонкослойные поляризаторы 291
Четвертьволновые и полуволновые пластинки . . 291
Задачи . 293
Глава 16. МОДУЛЯЦИЯ И ОТКЛОНЕНИЕ ЛУЧА . 294
16.1. Механические модуляторы . 294
16.2. Акустооптические модуляторы. 295
Схема Брэгга 296
Бегущие и стоячие ультразвуковые волны 296
Модуляторы . 297
Дефлекторы 297
Акустооптические материалы. 298
16.3. Электрооптические модуляторы 298
Ячейки Поккельса 298
Ячейки Керра. . . 300
16.4. Оптические развязки. 301
Эффект Фарадея . 301
Фарадеевский вращатель плоскости поляризации. 301
16.5. Насыщающиеся поглотители. 302
Задачи 303
Глава 17. ИМПУЛЬСНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ . . 304
17.1. Релаксационные колебания. . . 304
17.2. Модуляция добротности 307
Электрооптические затворы . . 308
Прочие затворы . . 310
17.3. Выход импульса (опустошение резонатора) 311
17.4. Синхронизация мод . 311
Синхронизация мод в насыщающемся поглотителе (пассивная) 314
Синхронизация мод на основе столкновения импульсов (пассивная). 315
Синхронизация мод с использованием модулятора (активная). . 315
Синхронная накачка (активная) 316
Синхронизация мод с помощью линзы Керра (пассивная) 317
Области применения: излучение в ТГц-диапазоне. . . 318
17.5. Усиление и сжатие импульсов 318
Задачи . 320
Глава 18. ЧАСТОТНАЯ СЕЛЕКЦИЯ И ПОДСТРОЙКА ЧАСТОТЫ . 322
18.1. Подстройка частоты 322
18.2. Селекция продольных мод 323

Спектральное выгорание провалов . 323
Пространственное выгорание провалов 324
Лазеры небольшой длины для одночастотной генерации излучения 324
Лазеры с частотно-селективными элементами 325
18.3. Призма 326
18.4. Решетки 327
18.5. Эталон Фабри — Перо . . 329
18.6. Двоякопреломляющие фильтры . 330
Задачи . 331
Глава 19. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ 333
19.1. Эффект Доплера . . . 333
19.2. Нелинейные оптические эффекты 334
Смешение частот 334
19.3. Удвоение и умножение частоты . 335
Кристаллы 337
Высшие гармоники. 337
19.4. Параметрические генераторы. . 338
19.5. Вынужденное комбинационное рассеяние 340
19.6. Создание непрерывного спектра (континуума) 343
19.7. Генерация высших гармоник в газах . 345
Задачи 346
Глава 20. СТАБИЛЬНОСТЬ И КОГЕРЕНТНОСТЬ 347
20.1. Стабильность мощности лазера . 347
Стабильность направления . 348
Стабильность поляризации. 348
20.2. Стабильность частоты 349
Лэмбовский провал 350
Активная стабилизация . . . 351
Фазовые флуктуации 351
20.3. Дробовой шум, «заглушенные состояния». 352
«Заглушенные состояния». . 352
20.4. Когерентность . . . 354
Временная когерентность . 354
Пространственная когерентность 355
Задачи . 356
Глава 21. ФОТОДЕТЕКТОРЫ И УСТРОЙСТВА ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГИИ. 357
21.1. Основные понятия из области измерительной техники 357
21.2. Тепловые детекторы . 358
Термоэлементы 358
Пироэлектрические детекторы. . . 359
Области применения 359
21.3. Вакуумные фотодетекторы 360
Вакуумный диод 361
Фотоэлектронный умножитель 361
Канальная плата (channel plate) 362
Электронно-оптический преобразователь (ЭОП) 362

Камера с щелевой разверткой. 363
21.4. Полупроводниковые детекторы. 363
Фоторезистор. 364
Фотодиод 364
ПЗС-камера. 365
Формирователь видеосигнала с КМОП-структурой 367
21.5. Измерение сверхкоротких световых импульсов с помощью автокоррелятора. 367
Задачи. 368
Глава 22. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ И ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ. 369
22.1. Призменный спектрометр. 369
22.2. Дифракционный спектрометр 370
Отражательные решетки 371
22.3. Двухлучевой интерферометр. 371
22.4. Интерферометр Фабри — Перо 373
Интерференционные фильтры. . 374
22.5. Техника оптического гетеродинирования 375
Задачи. . 375
Глава 23. ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ЛАЗЕРОВ 376
23.1. Передача информации по стекловолокнам 376
23.2. Лазерная обработка материалов. 378
Лазеры для обработки материалов. 381
Области применения 382
23.3. Лазеры в медицине. . . . 387
23.4. Термоядернаядерная реакция с применением лазеров 390
Ракетное оружие на основе лазерного излучения. . . 392
23.5. Использование лазеров в области научных исследований 392
23.6. Голография и интерферометрия. 393
Голографическая интерферометрия 395
23.7.Светорассеяние для измерения скорости потока. . 396
23.8. Лазеры в приборах и оборудовании. 397
Устройства считывания штриховых кодов. 398
Audio-CD, CD-ROM, DVD, Blue-ray Disc 399
Лазерные принтеры 401
23.9. Перспективы развития лазеров 403
Перспективы применения лазеров в научных целях 404
Перспективы использования лазеров в технике. 405
Экономические аспекты 406
Резюме 408
Задачи 408
Глава 24. БЕЗОПАСНОСТЬ ЛАЗЕРНЫХ УСТРОЙСТВ. . . 409
24.1. Предельные показатели безопасности для глаз. 410
24.2. Лазерные защитные очки 411
24.3. Классы лазеров и потенциал опасности. 412
24.4. Правила техники безопасности 413

РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ 414
Глава 1 414
Глава 2 415
Глава 3 418
Глава 4 419
Глава 5 420
Глава 6 421
Глава 7 422
Глава 8 423
Глава 9 424
Глава 10 426
Глава 11 427
Глава 12 427
Глава 13 429
Глава 14 430
Глава 15 430
Глава 16 431
Глава 17 431
Глава 18 433
Глава 19 434
Глава 20 435
Глава 21 436
Глава 22 436
Глава 23 436
Физические параметры 438

ПРЕДИСЛОВИЕ К 6-му ИЗДАНИЮ

Первый лазер был создан в 1960 году. В последующие десятилетия появилось множество разных лазерных устройств для самого широкого применения. Ныне лазеры играют важнейшую роль в сфере научных и технических измерений, информационных технологий, в области обработки материалов и в медицине. В настоящей книге дается обзор наиболее распространенных типов лазеров с описанием их многочисленных применений.

В главах 1 и 2 рассматриваются основы лазерной оптики, анализируются конструктивные исполнения лазеров и приводятся характеристики лазерных материалов. Прежде всего, речь идет о газовых лазерах с излучением света атомами, ионами или молекулами. Лазеры, генерирующие в нейтральных атомах, действуют преимущественно в видимой области спектра, как и ионные лазеры, но последние, подобно молекулярным ультрафиолетовым установкам с электронными переходами, способны функционировать также в УФ-областях спектра. Молекулярные инфракрасные лазеры характеризуются низкими частотами излучения, но, как и лазеры на углекислом газе, генерируют излучение очень высокой мощности. Газовые лазеры представлены в самых разных исполнениях и достаточно подробно описаны в четырех разделах. Далее следуют лазеры на красителях — с переходами в молекулах, растворенных в жидкостях. Прочим не менее важным типам — твердотельным, полупроводниковым, электроннолучевым и рентгеновским лазерам — посвящены главы 8–11. Порядок рассмотрения здесь примерно соответствует последовательности разработок и совершенствования лазерных систем. При описании определенных лазерных установок делается краткая ссылка на наиболее типичные области их применения. Все большее значение приобретают сейчас представленные в главе 10 полупроводниковые диодные лазеры, которые заметно прогрессируют в последние годы.

В следующих затем главах 13–16 описываются оптические компоненты лазерных конструкций: зеркала, поляризаторы, модуляторы, обеспечивающие разные режимы генерации, среди которых особый интерес представляет импульсная генерация лазерного излучения. Здесь же обсуждаются конструктивные особенности узкополосных лазеров, стабильных по частоте, и ряда перестраиваемых лазерных систем. В этой связи излагаются некоторые проблемы внешнего преобразования частоты на основе нелинейных оптических эффектов. Кроме того, рассматривается оборудование, разработанное для анализа лазерного излучения, как то: фотодетекторы, измерители энергии, спектрометры и устройства для определения когерентности.

Распространение лазерного излучения осуществляется в виде так называемых гауссовых лучей, обычно именуемых гауссовыми пучками. В главе 12 они описываются преимущественно посредством сферических волн, что позволяет обходиться без сложных дифференциальных или интегральных уравнений. Также и для понимания прочих разделов книги, в принципе, достаточно знания математики на уровне средней школы. Таким образом, предлагаемый материал может использоваться не только студентами вузов, но также техническим персоналом, учителями и школьниками. В заключение читатель имеет возможность ознакомиться с наиболее важными областями применения лазерных установок и перспективами их дальнейшего развития.

В основу настоящего издания положен цикл лекций, прочитанных авторами в ряде технических вузов Берлина. Были исключены лишь некоторые теоретические выкладки, что позволило создать обзорный труд с упором на практический аспект. Предлагаемые по ходу обсуждения конкретных тем упражнения и задачи с приведенными в конце книги ответами и решениями призваны помочь усвоить новую информацию и закрепить уже имеющиеся знания.

Берлин, весна 2006 г. Г.-И. Айхлер, Ю. Айхлер

ГЛАВА 1

СВЕТ, АТОМЫ, МОЛЕКУЛЫ, ТВЕРДЫЕ ТЕЛА

Со времени экспериментальной реализации первых лазерных систем — рубинового лазера в 1960 году и гелий-неонового лазера в 1961 году — появилось огромное число других разнообразных установок. Остановимся для начала на общих физических аспектах лазерной техники с последующим описанием конструктивного исполнения важнейших типов лазеров — газовых, на красителях, твердотельных и полупроводниковых. В завершение будут рассмотрены относящиеся сюда электрооптические конструкционные элементы. От традиционных источников света (ламп накаливания и газоразрядных ламп) лазеры отличаются остронаправленным излучением (= малая угловая дивергенция), умеренной шириной спектральных линий (= монохроматичность, когерентность), высокой интенсивностью и способностью генерировать короткие импульсы. Этим и объясняется их успешное применение в самых разных областях: в измерительной технике, голографии, медицине, обработке материалов и передаче информации.

Следующий далее раздел посвящен рассмотрению основ, необходимых для понимания такого явления, как лазерное излучение, и описанию свойств света и энергетических состояний атомов, молекул и твердых тел, используемых при генерации лазерного излучения.

1.1. Свойства видимого излучения

Для описания свойств света привлекают в большинстве случаев упрощенные модели, ибо в первом приближении необходимо понять, как именно испускают свои лучи источники света, будь то солнце или лазер. Световые лучи, согласно квантовой теории, могут восприниматься как прямолинейные траектории частиц света, или фотонов, исходящих от источников видимого излучения. Но если попытаться, пользуясь точечной диафрагмой, получить резко ограниченный луч, то позади диафрагмы будут отмечены явления дифракции (к ним мы еще вернемся ниже), вызывающие расходимость пучка относительно диаметра отверстия. Поэтому резкий световой луч создать не удается. Это объясняется волновой моделью света. В принципе, корпускулярная и волновая модели могут быть объединены на уровне унифицированного теоретического описания, которое, однако, требует достаточно глубоких математических знаний, поэтому здесь мы от него откажемся. Для объяснения многих интересующих нас явлений вполне достаточно только волновой либо только корпускулярной модели — опыт покажет, какая из них наиболее приемлема в том или ином случае. Так, для понимания поглощения и излучения света лучше прибегнуть к изображению частиц, а для описания распространения света и явлений интерференции можно привлечь волновое поле.

Световые волны

Волновая оптика описывает видимое излучение как поперечную электромагнитную волну, в которой периодически и с равной частотой f возбуждается напряженность электрического поля E и связанная с ним напряженность магнитного поля H. Векторы E, H и направление распространения всегда взаимно ортогональны. На рис 1.1 представлены напряженности поля в определенный момент времени в зависимости от координаты места в направлении распространения.

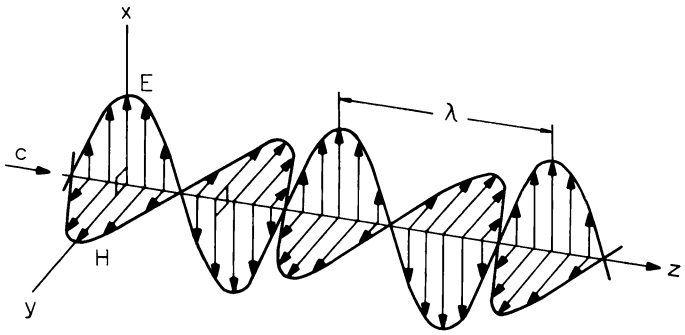


Рис. 1.1. Напряженность электрического (E) и магнитного (H) полей в световой волне в фиксированный момент времени. Волна распространяется в направлении z. Расстояние до источника света принимается как «дальнее» (поле в дальней зоне)

Чтобы получить представление о пространственном распространении световых волн, рассматриваются их фазовые поверхности, или плоскости — например, места максимальных напряженностей поля. Интервал между двумя соседними фазовыми поверхностями составляет длину волны. При плоской волне это будут параллельные фазовые поверхности, при сферической волне — концентрически-сферические. Линии пересечения данных фазовых поверхностей с плоскостью показывает рис.1.2. Четко ограниченные «вырезы» волн обозначаются как световые лучи, направленные перпендикулярно фазовым поверхностям, которые называют также волновыми фронтами.

Между частотой f, длиной волны λ и скоростью распространения c существует следующая зависимость:

$$c = \lambda \cdot f. \tag{1.1}$$

В вакууме скорость света составляет $c = 2{,}998 \cdot 10^8$ м/с. Значение, обратное длине волны, а именно $1/\lambda$, пропорционально частоте и именуется волновым числом с единицей измерения: $см^{-1}$. Тема распространения световых волн более подробно обсуждается в главе 12.

Для большинства оптических явлений достаточно рассмотрения напряженности электрического поля. Напряженность поля световой волны не поддается прямому измерению. Вместо этого можно определять интенсивность либо плотность мощности I, выражаемую через временное среднее значение квадрата амплитуды напряженности поля E:

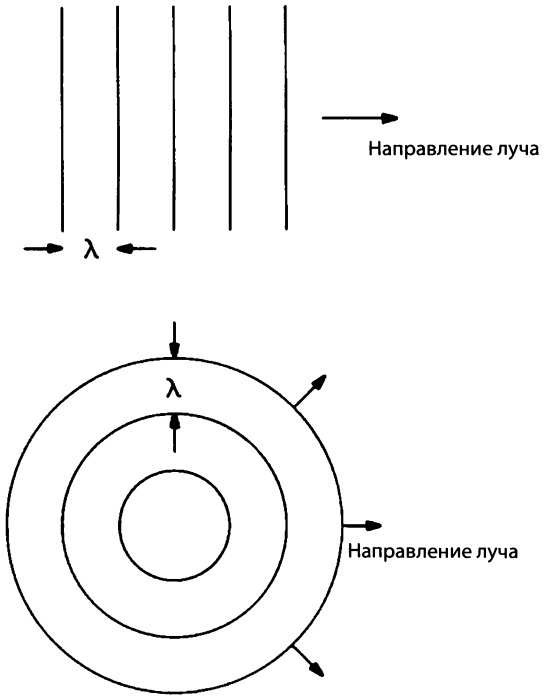


Рис. 1.2. Волновые фронты плоских и сферических волн как упрощенное представление реальных световых волн

$$I = \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0 / \mu\mu_0}\ \overline{E^2} \tag{1.2}$$

где: $\varepsilon_0 = 8{,}858 \cdot 10^{-12}$ А·с/В·м, ε — относительная диэлектрическая проницаемость, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ В·с/А·м, μ — относительная магнитная проницаемость. Горизонтальная черточка над E^2 символизирует значение, осредненное по времени. Единицей измерения напряженности электрического поля является В/м, а единицей измерения плотности мощности служит Вт/м^2. Коэффициент пропорциональности $Z = \sqrt{\mu\mu_0 / \varepsilon\varepsilon_0}$ обладает размерностью сопротивления и обозначается поэтому как «волновое сопротивление». Для вакуума и воздуха (ε = 1, μ = 1) имеет силу: Z = 377 В/А = 377 Ω.

В прозрачной среде свет распространяется медленнее, чем в вакууме. Скорость света c' в такой среде указывается через $c' = c/n$. Постоянная вещества n именуется показателем преломления и выражается через относительную диэлектрическую проницаемость ε и магнитную проницаемость μ:

$$n = \sqrt{\varepsilon\mu} \tag{1.3}$$

При попадании света на границу раздела между двумя оптическими средами с показателями преломления n_1 и n_2 в отношении угла падения и угла отражения α_1 и, соответственно, α_2 действует известный закон преломления:

$$n_1 \sin \alpha_1 = n_2 \sin \alpha_2. \quad (1.4)$$

Интенсивность, или плотность мощности I, показывает обеспечиваемую световой волной мощность на единицу поверхности. В светотехнике вместо термина «интенсивность» используются понятия «освещенность» и «плотность облучения» (см. главу 21). Поскольку световые волны распространяются со скоростью света c, можно плотность мощности связать с плотностью энергии ρ (энергия/объем), а именно таким образом:

$$I = \rho c. \quad (1.5)$$

Плотность мощности I показывает идущую от волны энергию, проходящую в единицу времени через единицу поверхности (мощность/площадь).

Фотоны

Согласно квантовой теории свет демонстрирует как свойства волн, так и свойства частиц. На такую двойственность указывают и экспериментальные наблюдения. В корпускулярном описании свет состоит из квантов, или фотонов с энергией W, движущихся со световой скоростью c:

$$W = hf = hc/\lambda. \quad (1.6)$$

Здесь $h = 6{,}626 \cdot 10^{-34}$ Дж·сек есть постоянная Планка, f — частота, λ — длина световой волны. В ядерной физике и физике лазера энергия фотона часто указывается не в джоулях, а в электрон-вольтах (эВ), причем 1 эВ показывает энергию ($W = eU$, $e = 1{,}602$ А·сек), генерируемую электроном при ускорении его напряжением в 1 вольт (В). То есть:

$$1\text{эВ} = 1{,}602 \cdot 10^{-19}\ \text{Дж},$$
$$W = 1{,}24\ \text{эВ мкм}/\lambda.$$

Плотность энергии ρ в световой волне выражается через плотность фотонов Φ (фотонов/объем), а плотность мощности I — через плотность потока фотонов ϕ (фотонов/время·площадь):

$$\rho = hf \cdot \Phi,$$
$$I = hf \cdot \phi. \quad (1.7)$$

Поляризация

Если напряженность электрического поля E всегда имеет одно и то же направление, то световая волна обозначается как линейно-поляризованная, а направление напряженности поля E — как направление поляризации света. Подробное описание свойств поляризации света приводится в главе 15. Свет большинства источников (солнца, ламп накаливания, газоразрядных ламп) не поляризован и может трактоваться как статистическая смесь волн со всеми возможными направлениями поляризации.

Цвет видимого излучения

Видимый свет бывает разного цвета, причем эти цвета могут различаться по частоте или длине волн. Человеческий глаз воспринимает длины световых волн с разной степенью чувствительности, как это отчетливо видно на рис.1.3. К видимому диапазону в коротковолновой области примыкает ультрафиолетовый (УФ)-диапазон, а в длинноволновой — инфракрасный (ИК)-диапазон (см. таблицы 1.1 и 1.2). Солнечный спектр имеет свой максимум в видимой области и примерно соответствует излучению черного тела с температурой 6000 К (рис.1.4).

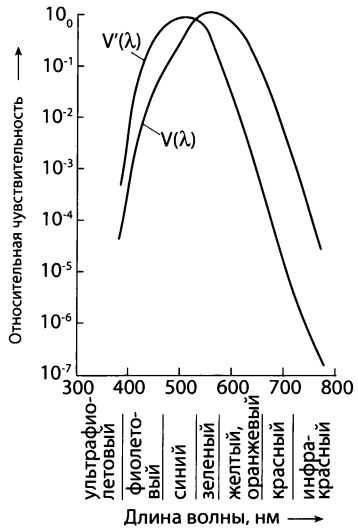


Рис. 1.3. Спектральное распределение чувствительности человеческого глаза: V (λ) со световой адаптацией, V' (λ) с темновой адаптацией

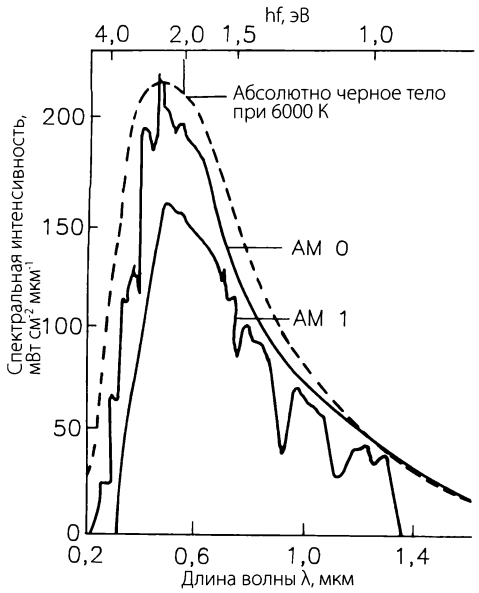


Рис. 1.4. Солнечный спектр в сравнении с излучением абсолютно черного тела при 6000 К (АМ = воздушная масса, АМ 0 = спектр без атмосферы, АМ 1 = с атмосферой воздуха)

Таблица 1.1. Длины волн (λ), частота (*f*) и энергия фотонов (*hf*) электромагнитного излучения. Указанные области спектра четко не выделены, численные значения являются ориентировочными (1 эВ = $1{,}602 \cdot 10^{-19}$ Дж)

	λ	*f*	*hf*
Гамма-излучение	до 500 пм	$6 \cdot 10^{18}$ Гц	24,8 кэВ
Рентгеновское излучение	до 50 нм	$6 \cdot 10^{15}$ Гц	24,8 эВ
Ультрафиолетовое излучение	до 400 нм	$7{,}5 \cdot 10^{14}$ Гц	3,1 эВ
Видимое излучение	до 700 нм	$4{,}3 \cdot 10^{14}$ Гц	1,77 эВ
Инфракрасное излучение	до 100 мкм	$3 \cdot 10^{12}$ Гц	12,4 мэВ
Микроволны (СВЧ)	до 1 см	$3 \cdot 10^{10}$ Гц	124 мкэВ
Радиоволны	до 1 км	$3 \cdot 10^{5}$ Гц	1,24 нэВ

Таблица 1.2. Принятые обозначения ДИН, длины волн, частота и энергия фотонов в диапазоне лазерного излучения

Обозначение (по ДИН 5031)		λ (нм)	*f* (1014 Гц)	*hf* (эВ)
UV-C	Вакуумный УФ-диапазон	100–200	30–15	12,4–6,2
UV-C	Дальний УФ-диапазон	200–280	15–10,7	6,2–4,4
UV-B	Средний УФ-диапазон	280–315	10,7–9,5	4,4–3,9
UV-A	Ближний УФ-диапазон	315–380	9,5–7,9	3,9–3,3
VIS	Свет (видимое излучение)	380–780	7,9–3,9	3,3–1,6
IR-A	Ближний ИК-диапазон	780–1400	3,9–2,1	1,6–0,9
IR-B	Ближний ИК-диапазон	1400–3000	2,1–1,0	0,9–0,4
IR-C	Средний ИК-диапазон	3000–50000	1,0–0,06	0,4–0,025
IR-C	Дальний ИК-диапазон	50000–1 мм	0,0–0,003	0,025–0,001

1.2. Атомы: орбиты электронов, уровни энергии

Простейшим атомом является атом водорода, который состоит из положительно заряженного ядра (протона) и отрицательно заряженного электрона, связанного с ядром благодаря напряженности электрического поля (кулоновское взаимодействие). По представлению Бора, электрон движется по круговой орбите вокруг ядра, причем имеют место только определенные радиусы искривления (кривизны) траектории (рис.1.5), соответствующие определенным орбитальным энергиям E_n. Разрешенная энергия вычисляется на основе главного (первого) квантового числа *n*:

$$E_n = -E_i/n^2 \quad n = 1, 2, 3,..., \tag{1.8}$$

где E_i отображает энергию ионизации. Для атома водорода действительно: $E_i = 13{,}6$ эВ. Величины энергии E_n (именуемые также энергетическими уровнями, или термами) могут быть представлены в схеме уровней, как это показано на рис.1.6. Отрицательный знак означает, что внутренние орбиты обладают

меньшей энергией, чем внешние. Следовательно, приходится подводить соответствующую энергию, чтобы поднять электрон с внутренней орбиты на внешнюю либо совсем удалить от атомного ядра или ионизировать. К главному квантовому числу $n = 1$ относится орбита с наименьшим радиусом и с величиной энергии $E_1 = -E_i = -13{,}6$ эВ. Это то основное состояние, в котором обычно находится атом водорода. Если к атому водорода подвести энергию снаружи, он может перейти в возбужденное состояние. Когда подведенная энергия достигает уровня энергии ионизации $E_i = 13{,}6$ эВ или выше, система переходит в ионизированное состояние. Электрон больше не движется по замкнутой траектории и уже не связан с атомом.

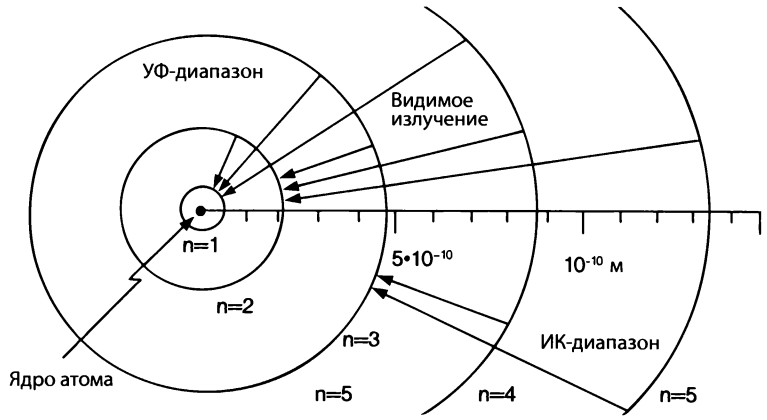


Рис. 1.5. Орбиты электронов атома водорода с радиусами $r_n = 0{,}53 \cdot 10^{-10} \cdot n^2$ метров

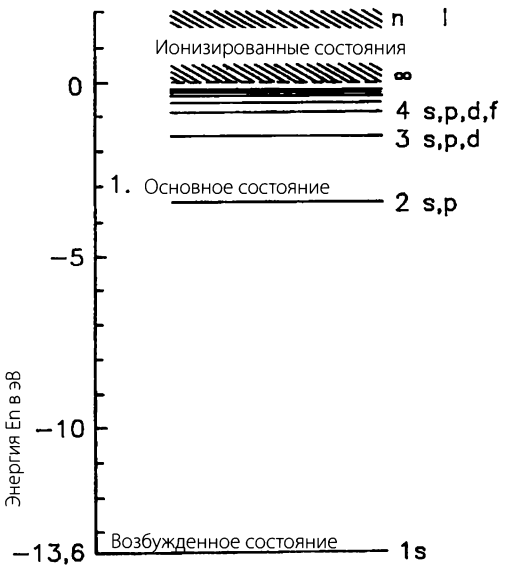


Рис. 1.6. Схема энергетических уровней атома водорода с главным квантовым числом $n = 1, 2, 3$ и орбитальным квантовым числом $l = s, p, d, f...$, то есть $l = 0, 1, 2, 3,...$

Известная модель атома по Бору получила свое дальнейшее развитие на основе квантовой механики. Согласно этой теории состояние электрона характеризуется не определенной орбитой, а волновой функцией ψ, или пространственным распределением вероятности пребывания (орбитальное электронное облако, рис.1.7), что выражается четырьмя квантовыми числами (см. табл. 1.3).

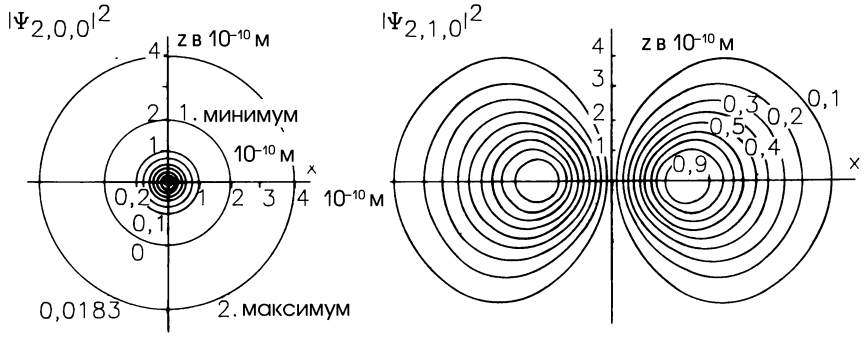


Рис. 1.7. Два примера пространственного распределения вероятности пребывания $|\psi|^2$ электронов в атоме водорода с $n=2$ (прочие квантовые числа см. в табл. 1.3). Эти распределения вращательно-симметричны относительно оси z. Представленные кривые демонстрируют постоянные значения $|\psi|^2$

Таблица 1.3. Квантовые числа электронных состояний в атоме водорода и состояний отдельных электронов в многоэлектронных атомах

Квантовое число	Возможные величины	Физическое значение
Главное квантовое число n	1,2,3,... = *K, L, M*-оболочка	Важнейший показатель энергии состояния (при многоэлектронных атомах энергия зависит также от других квантовых чисел).
Орбитальное квантовое число l	0,1,2,3,... $(n-1)$ = *s, p, d, f* (n значений)	Основа определения орбитального радиуса. Определяет вращательный импульс состояния; показывает форму электронного облака, которое в случае $l \neq 0$ не является сферически-симметричным.
Магнитное квантовое число m_l	$-l \leq m_l \leq l$ ($2l+1$ значений)	Определяет величину вращательного импульса относительно постоянного направления в пространстве (например, магнитного поля) и указывает ориентацию атома в пространстве.
Спиновое квантовое число m_s	$m_s = -1/2, +1/2$ (2 значения)	Показывает значение спина электрона относительно постоянного направления в пространстве.

Для лазерной техники появление света в атомах, молекулах и твердых телах имеет огромное значение. Свет возникает благодаря переходу электронов с вышележащего энергетического уровня на нижележащий уровень. Для атома водорода такие перехо-

ды показаны на рис.1.5. При этом образуются спектральные линии, характерные для того или иного атома. Описание собственно процесса генерации света см. в главе 2.

1.3. Многоэлектронные атомы

Атомы состоят из положительного ядра и электронной оболочки, в которой находятся в большинстве случаев несколько электронов. Заряд атомного ядра (атомный номер) равен числу электронов, так что атом обычно является электрически нейтральным. Каждый электрон движется в электрическом (кулоновском) поле атомного ядра, которое частично экранируется другими электронами. В модели центрального поля любое состояние электрона может приближенно (как в атоме водорода) характеризоваться определенным электронным облаком с набором из четырех квантовых чисел (n, l, m_l, m_s) согласно таблице 1.3. По принципу Паули каждый электрон атома должен отличаться от других электронов как минимум одним из четырех квантовых чисел.

При строении атома заполняются сначала состояния с наименьшей энергией — как правило, с самыми низкими главным и орбитальным квантовыми числами. Состояния с одинаковым главным квантовым числом n считаются принадлежащими к одной оболочке. Согласно принципу Паули каждая оболочка способна вместить $2n^2$ электронов. При рассмотрении в периодической системе элементов атомы с возрастающим числом электронов обнаруживают отдельные оболочки с последовательным заполнением (рис.1.8). При порядковых номерах элементов выше 18 отмечаются неравномерности в структуре электронной оболочки периодической системы. Особенно отчетливо это проявляется в случае редкоземельных элементов, у которых незаполненные внутренние оболочки занимают электроны.

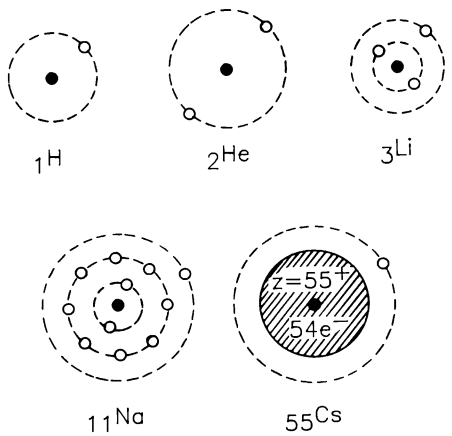


Рис. 1.8. Строение атомов периодической системы путем заполнения оболочек электронами

Энергия электрона у атомов тяжелее водорода определяется уже не только одним главным квантовым числом n, но еще и орбитальным квантовым числом l.

Как видно из таблицы 1.3, l может иметь n значений. Соответственно, оболочки разделяются на n частей (n подоболочек), каждая из которых содержит 2 $(2l+1)$ позиций, выраженных через возможные значения квантовых чисел m_l, m_s. Распределение электронов по разным частям оболочки называется электронной конфигурацией, для которой принимается следующее обозначение:

$$n_1 l_1^{a_1}, n_2 l_2^{a_2}, \ldots$$

Верхний индекс a_i показывает число электронов в отдельной части оболочки, определяемое на основе главного и орбитального квантовых чисел n, l. В обозначениях конфигурации $l=0$, 1, 2, 3 цифры обычно заменяются буквами s, p, d, f (например, основное состояние неона имеет вид: $1s^2 2s^2 2p^6$).

Связь электронов

Наряду с притяжением электронов к атомному ядру имеет место еще и кулоновское отталкивание отдельных электронов. Кроме того, происходит спин-орбитальное взаимодействие, причем магнитные моменты орбитальных моментов количества движения воздействуют на собственные магнитные моменты электронов. Это приводит к тому, что энергетические уровни также зависят от m_l и m_s (расщепление уровней энергии). В зависимости от относительного размера кулоновского и спин-орбитального взаимодействия моменты количества движения отдельных электронов комбинируются (или «связываются») по-разному. При этом принимаются во внимание, в частности, три предельных случая:

1. *LS*-связь (Рассела — Саундерса) имеет место, когда кулоновское взаимодействие велико по сравнению со спин-орбитальным взаимодействием. В этом случае отдельные спины сначала соединяются в полный спин S, а отдельные орбитальные моменты — в полный орбитальный момент количества движения L. В результате спин-орбитального взаимодействия L и S составляют вектор полного орбитального момента J. Абсолютные величины результирующих моментов количества движения описываются на основе квантовых чисел S, L и J ($L=0, 1, 2, \ldots = S, P, D, \ldots$). Показанная связь Рассела – Саундерса хорошо подходит для легких элементов и, кроме того, используется (на приближенном уровне) для большого числа других элементов.
2. *jj*-связь имеет место, когда спин-орбитальное взаимодействие велико по сравнению с кулоновским взаимодействием. При этом спины и орбитальные моменты отдельных электронов соединяются сначала в результирующий орбитальный момент количества движения, а затем составляют полный орбитальный момент атома. Такая связь предназначена преимущественно для тяжелых атомов.
3. *jl*-связь имеет место, когда кулоновское взаимодействие больше спин-орбитального взаимодействия у внутренних электронов, но меньше такового у самого крайнего электрона. Такая связь особенно важна при описании спектров тяжелых инертных газов, например, ксенона.

Помимо рассмотренных выше квантовых чисел вводится такое понятие, как четность P, весьма значимое для всех типов связи. Четность может принимать значения $P=\pm 1$ и описывает симметрию волновой функции относительно зеркального отражения. Четность формируется на основе орбитального момента количества движения

электронов в отдельных оболочках. Если Σl_i имеет нечетное значение, то $P=-1$ и, соответственно, $P=+1$ будет для четной суммы. Состояния нечетности (англ. odd) отмечаются верхним «о» в обозначении связи LS (Рассела — Саундерса).

Правила отбора

Атом может изменять свое энергетическое состояние путем поглощения и излучения света. Разрешенный переход возможен, если возникающие при этом изменения квантовых чисел подчиняются правилам отбора, приведенным в таблице 1.4. Переходы, исключающиеся правилами отбора, именуют запрещенными переходами. Они являются долгоживущими либо метастабильными. Подробнее о поглощении и излучении света см. в главе 2.

1.4. Молекулы

Молекулы состоят из нескольких атомных ядер и одной электронной оболочки, причем отдельные электроны могут быть отнесены к определенному ядру атома или равномерно распределяются по всей молекулярной зоне. Энергетические состояния молекул, как и в случае атомов, выражаются через электронные возбуждения, но дополнительно возникает еще энергия колебаний и вращений.

Электронные состояния

Молекулы образуются в результате взаимодействия сил связи электронов и силы кулоновского отталкивания атомных ядер. Рассмотрим теперь химическую связь молекул на основе системы двух атомов, например, H и Cl. Эти атомы взаимно притягиваются, образуя молекулу HCl, причем между ними устанавливается определенное расстояние (межъядерный интервал) r_0 (рис.1.9а). При уменьшении этого расстояния атомы отталкиваются, при его увеличении — притягиваются.

Кривая потенциала *X* на рис.1.9а отображает энергию взаимодействия (потенциальную энергию) двухатомной молекулы в зависимости от межъядерного интервала *r*. Эта характеристика демонстрирует свой минимум при r_0. Для разрушения молекулярной связи необходимо соответствующим образом разделить атомы, а для этого требуется энергия связи E_B, показывающая глубину так называемой потенциальной ямы. Кривая *X* относится к основному состоянию электронов. Точно так же, как и в случае атомов, электроны могут возбуждаться с переходом на более высокие орбиты. Тогда при повышенных энергиях получаются другие кривые потенциала. Когда молекула переводится из основного состояния в возбужденные состояния, изменяется межъядерный интервал (r_1, r_2, r_3 и т. д.) и, соответственно, энергия связи.

В качестве условных обозначений используются: *X* для электронного основного состояния, *A, B*... для возбужденных состояний. Квантовые числа двухатомных молекул λ, Λ, Σ и т. д. приведены в таблице 1.5. При переходах электронов с вышележащего уровня на нижележащий электронный уровень возникает излучение, чаще всего находящееся в ультрафиолетовой области спектра. Упомянутые выше правила отбора наглядно представлены в таблице 1.6.

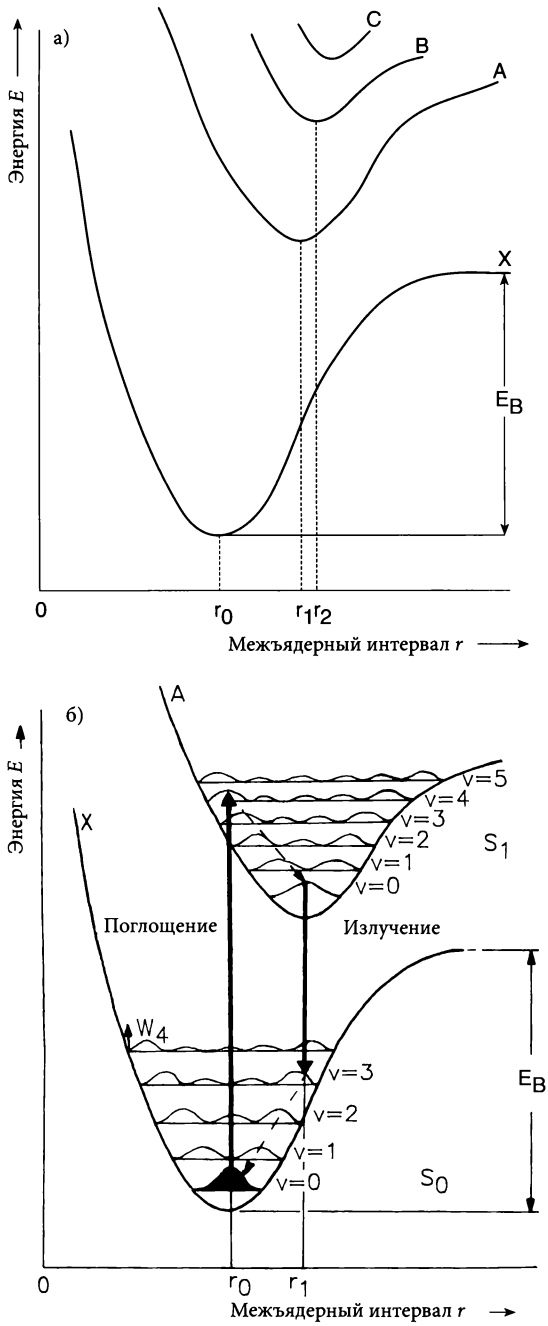


Рис. 1.9. (а) Кривая потенциала *X* дает схематическое представление потенциальной энергии молекулы в основном состоянии в зависимости от межъядерного интервала. Энергия связи составляет $E_в$. Кривые потенциала электронно-возбужденных состояний обозначены как *A, B, C* и т. д. **(б)** Колебательные уровни имеют обозначения $\upsilon = 0, 1, 2,...$, на них отображены пространственные распределения вероятности пребывания $W\upsilon$. Переходы осуществляются преимущественно без изменения радиуса ядра между колебательными состояниями с максимальными значениями *W*

Таблица 1.4. Примеры применения правил отбора при поглощении и излучении света (электрическое дипольное излучение) атомами и ионами

Правила отбора	Критерий
$\Delta J = 0, \pm 1$ но: $J_{\text{начало}} = 0 \rightarrow J_{\text{конец}} = 0$ запрещено.	Фотон имеет момент количества движения $h/2\pi$ (при дипольном излучении), поэтому требуется изменение J или ориентации J.
$\sum l_i$ четн. $\leftrightarrow \sum l_i$ нечетн., то есть нет перехода между уровнями одинаковой четности.	Фотон нечетный, четность есть мультипликативное квантовое число.
Только в случае LS-связи действительно: $\Delta L = 0, \pm 1$, но: $L_{\text{начало}} = 0 \rightarrow L_{\text{конец}} = 0$ запрещено.	Вытекает из $\Delta L = 0, \pm 1$ и интеркомбинационного запрета.
$\Delta S = 0$ «Интеркомбинационный запрет», то есть запрещены переходы между уровнями разной мультиплетности.	Отсутствует магнитное действие фотона.

Таблица 1.5. Квантовые числа двухатомных молекул

Квантовое число	Величины	Физическое значение
λ	$0, 1, 2, \ldots = \sigma, \pi$	Составляющая орбитального момента количества движения электрона в направлении оси молекулы.
Λ	$0, 1, 2, \ldots = \Sigma, \Pi, \Delta$	Составляющая полного орбитального момента в направлении оси молекулы.
Σ		Составляющая полного спина в направлении оси молекулы.
$2\Sigma + 1$	$0, 1, 2, \ldots$	Мультиплетность, добавляемая в качестве верхнего индекса орбитального квантового числа.
P	g, u +, -	Четность, симметрия относительно зеркального пространственного отражения. Симметрия относительно плоскости, проходящей через ось молекулы.
υ	$0, 1, 2, \ldots$	Колебательное квантовое число.
J	$0, 1, 2, \ldots$	Вращательное квантовое число.

Таблица 1.6. Правила отбора при поглощении и излучении света молекулами (электрическое дипольное излучение)

Правила отбора	Примечания
$\Delta\Lambda = 0, \pm 1$	Действительно для двухатомных молекул.
$\Delta\upsilon = \pm 1$	Действительно для переходов в одинаковом электронном состоянии.
$\Delta\upsilon = 0, \pm 1, \ldots$	Действительно для электронных переходов. Межъядерный интервал при этом не изменяется (см. рис.1.9б). Если кривые потенциальной энергии подобны (нет изменения межъядерного интервала), то предпочитается $\Delta\upsilon = 0$. При смещенных кривых X и A изменяется υ.
$\Delta J = 0, \pm 1$	$\Delta J = 0$ действительно только при электронных переходах. В одинаковом электронном состоянии имеет силу $\Delta J = 1$ (R-ветвь) либо $\Delta J = -1$ (P-ветвь).

Колебания и вращения

Наряду с электронной энергией молекулы в результате движения ядра появляются две энергетических составляющих. Во-первых, атомы в молекуле могут колебаться относительно своего равновесного положения и, во-вторых, сама молекула может вращаться вокруг основных инерциальных осей. При этом общая энергия молекулы складывается из электронной энергии, колебательной энергии и вращательной энергии.

$$E = E_e + E_\upsilon + E_J. \tag{1.9}$$

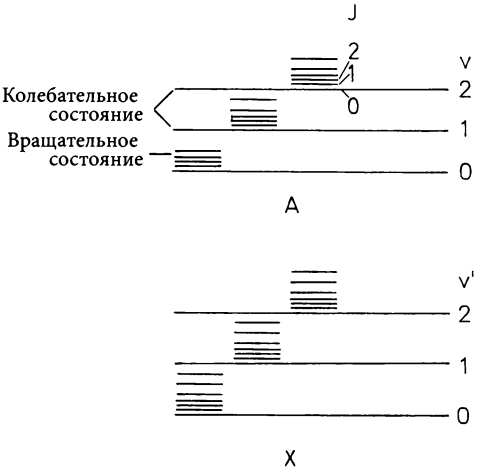


Рис. 1.10. Энергетический уровень молекулы с электронными (X и A), колебательными и вращательными состояниями

Электронная энергия E_e составляет от 1 до 20 эВ, колебательная энергия E_υ = от 0,5 до 10^{-2} эВ, в то время как вращательная энергия E_J будет менее $\approx 10^{-2}$ эВ. Схема уровней молекулы, таким образом, несколько сложнее схемы уровней атомов. Как видно из рис.1.10 (и рис.1.9б), к каждому электронному уровню X, A, B, C,... относится несколько эквидистантных колебательных уровней, над которыми создаются затем вращательные уровни.

Колебательная и вращательная энергия квантуется так же, как электронная энергия. Колебательный и вращательный уровни обозначаются посредством квантовых чисел $\upsilon = 0, 1, 2, 3,...$ и $J = 0, 1, 2, 3,...$ (не путать с полным орбитальным моментом!):

$$E_\upsilon = (\upsilon + \frac{1}{2})\, hf \tag{1.10}$$

$$E_J = hcB_r J\,(J+1), \tag{1.11}$$

где: $h = 6{,}626 \cdot 10^{-34}$ Дж·сек есть постоянная Планка, f — частота кванта колебания молекулы, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с — скорость света и B_r — постоянная вращения.

Молекулы могут возбуждаться в разные вращательно-колебательные уровни (рис.1.9б) с последующим переходом в нижележащие уровни, причем происходит излучение. Здесь возможны многочисленные переходы между разными уровнями — электронными, вращательными или колебательными, а длина волны возни-

кающего излучения находится в ультрафиолетовой, инфракрасной областях спектра или в дальнем ИК-диапазоне. Правила отбора при поглощении и излучении представлены в приведенной выше таблице 1.6.

Многоатомные молекулы обнаруживают разные формы колебаний. Это можно объяснить на примере линейной, симметричной, трехатомной молекулы CO_2 (рис.1.11). Для молекулы CO_2 возможны три основных формы колебаний: симметричное продольное колебание с частотой f_1, изгибное колебание с частотой $f_2 = f_{2a}, f_{2b}$ и асимметричное продольное колебание с частотой f_3. Каждое колебание является квантованным и способно существовать независимо от других форм колебаний. Для обозначения колебательного уровня требуются три числа (υ_1, υ_2, υ_3). Изгибные колебания f_{2a} и f_{2b} в плоскости чертежа и перпендикулярно ей равнозначны, так что колебание с f_2 относят к вырожденным. Степень вырождения указывается с помощью верхнего индекса l (υ_1, υ^l_2, υ_3) — см. здесь также п. 6.2.

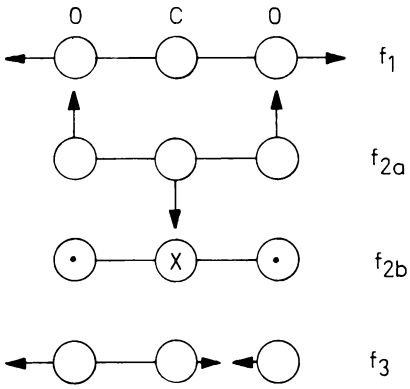


Рис. 1.11. Разнотипные основные колебания молекулы CO_2

Описанные в данном разделе относительно простые молекулы с небольшим числом атомов находят применение в газовых инфракрасных и ультрафиолетовых лазерах (см. главы 6 и 7). Дополнительное значение именно для лазерной техники имеют молекулы красителей, состоящие из значительно большего числа атомов. Эти сложные молекулы подробно описаны в разделе «Лазеры на красителях».

1.5. Энергетические уровни в твердотельных лазерах

Твердые тела состоят из большого числа атомов, упорядоченных в кристаллах. В результате взаимодействия атомов друг с другом в твердых телах, состоящих из дискретных уровней свободных атомов, возникают неразрывные энергетические зоны. Особую важность с точки зрения электрических и оптических свойств представляют две самых верхних, полностью или частично заполненных, зоны. В частично заселенных зонах электроны способны двигаться под действием электрических полей и проводят, таким образом, электрический ток. В случае полностью заселенных зон это невозможно.

Итак, можно принять грубую классификацию твердых тел на основе их электропроводности. У металлов самая верхняя энергетическая зона, так называемая зона

проводимости, заселена лишь частично, так что имеет место высокая проводимость. Подобная электропроводность связана с сильным оптическим поглощением, поэтому металлы не пригодны для генерации лазерного излучения.

У изоляторов зона проводимости остается свободной, что исключает протекание тока. Расстояние до следующей нижележащей, так называемой валентной зоны настолько велико, что никакого поглощения в видимой области спектра быть не может. Поэтому изоляторы, как и стекло, керамика, кристаллы, в чистом виде прозрачны.

Полупроводники

Полупроводники занимают промежуточное положение между металлами и изоляторами. При низких температурах или в абсолютно чистых веществах также отсутствует электропроводность. Зона проводимости не заселена, в то время как нижележащая валентная зона вся заполнена. Ширина запрещенной зоны между этими двумя зонами, например, в случае кремния составляет 1,2 эВ, а у GaAs 1,5 эВ. Данная энергия может подводиться путем повышения температуры или облучения светом, так что полупроводник приобретает электрическую проводимость. Кроме того, в результате легирования в зоне проводимости могут генерироваться электроны. Энергетические зоны и процессы поглощения и излучения света обсуждаются также в п. 1.6 и главе 10.

Примесные атомы в изоляторах

Неупорядоченности, или встроенные примесные атомы образуют дефекты кристаллической решетки твердых тел. Электроны, привязанные к таким примесным центрам, обладают характерными энергетическими состояниями, определяемыми имеющимися дефектами и влиянием окружающей кристаллической решетки.

У твердотельных лазеров кристаллы или стекла легируются примесными атомами, у которых имеются незаполненные внутренние оболочки. Речь идет здесь о переходных металлах типа Cr, Co, Ni или атомах редкоземельных элементов, например, Nd, Ho, Er. Оптические переходы осуществляются во внутренних оболочках этих атомов, относительно хорошо экранированных внешними оболочками от влияния кристаллической решетки.

Примером энергетических уровней, формируемых примесными атомами в кристалле, являются состояния ионов хрома в кристалле рубина. У лазера на рубиновом стержне такой кристалл состоит из окиси алюминия (a-Al_2O_3, корунд) с добавлением примерно 0,05 % хрома (п. 9.1). В структуре решетки корунда некоторые ионы Al^{3+} заменяются ионами Cr^{3+} Влияние электростатического внутрикристаллического поля на ионы Cr^{3+} по своей эффективности меньше кулоновского взаимодействия электронов в атоме. Влияние внутрикристаллического поля на энергетические уровни ионов Cr^{3+} показано на рис.1.12. Слева представлена вычисленная энергия свободных ионов. Воздействие кубической составляющей кристаллического поля приводит к смещению и расщеплению энергетических состояний. Вместо дискретных энергетических состояний частично появляются энергетические зоны. Треугольная составляющая (внутри) кристаллического поля, а также спин-орбитальное взаимодействие способствуют дальнейшим расщеплениям. Буквы *A, E, T,...*, используемые

для обозначения энергетических состояний, отображают не орбитальные моменты, а симметрирующие свойства распределений электронов.

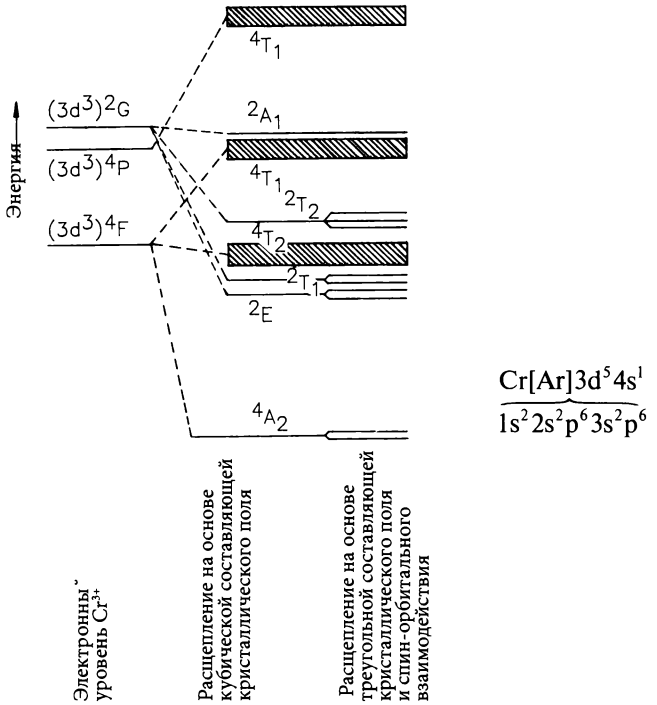


Рис. 1.12. Схема энергетических уровней рубинового кристалла (Al_2O_3: Cr^{3+})

Другим наглядным примером энергетических уровней примесных центров являются редкие земли, встраиваемые в кристаллы и существующие там в виде ионов. У них оптические переходы происходят в частично заполненной 4*f*-оболочке. Действие кристаллического поля весьма незначительно по сравнению с внутриатомным взаимодействием, поскольку 4*f*-оболочка экранирована электронами внешних оболочек относительно кристаллического поля. Поэтому энергетические состояния редких земель в кристаллах почти такие же, как у свободных ионов. Это играет важную роль, например, в случае неодимового лазера, созданного на основе легированного кристалла ИАГ (= иттрий-алюминиевый гранат), см. также п. 9.2.

Центры окраски

Существует возможность такого воздействия на структуру кристаллов щелочных галогенидов (например, KCl), что возникает избыток атомов щелочных металлов. Недостаток атомов галогенов приводит к образованию дырок и, следовательно, анионных вакансий в кристалле (рис.1.13). Валентные электроны избыточных атомов щелочей не связаны и захватываются анионными вакансиями.

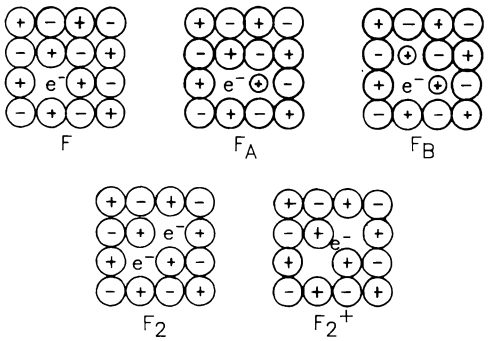


Рис. 1.13. Центры окраски в кристаллах щелочных галогенидов

Электрон, захваченный в месте анионной вакансии, называется «центром окраски». Движение такого электрона в поле окружающих данную вакансию атомов щелочных металлов приводит к дискретным энергетическим состояниям — в отсутствие центрального атома. Расстояние между этими энергетическими уровнями составляет, в зависимости от вещества, несколько электронных вольт, что и придает кристаллам характерную окраску: без этих примесных центров кристаллы остаются бесцветными и прозрачными. Помимо уже описанных простых центров окраски (F) существует еще целых ряд других центров, особенно важных при использовании лазеров. Так, центр окраски F_A состоит из галоидной вакансии, у которой соседний щелочной атом замещен другим атомом (см. п. 9.6).

1.6. Энергетические зоны в полупроводниках

Полупроводники могут быть описаны посредством групп располагающихся вплотную друг к другу энергетических уровней или зон. Без теплового возбуждения ($T=0$ K) эти зоны либо полностью заселены электронами, либо абсолютно пусты. Самой населенной зоной является валентная, а наименее заполненной — зона проводимости (рис.1.14а). Они разделены шириной запрещенной зоны, которая у полупроводников находится на уровне 0,1–3 эВ. Тепловое или оптическое возбуждение способно таким образом изменить энергию электрона, что он перейдет из валентной зоны в зону проводимости, причем образуется положительный заряд — дырка — в валентной зоне, поскольку в этом случае положительный заряд ядра атома уже не является полностью компенсированным. Обратный процесс рекомбинации электрона из зоны проводимости с дыркой также возможен и протекает при отдаче энергии — например, излучении фотона.

Электроны в зоне проводимости движутся под действием внешних электрических полей, так что создается электронная электропроводность (проводимость *n*-типа). Дырки же в валентной зоне приводят к дырочной электропроводности (проводимость *p*-типа), причем дырки последовательно друг за другом заполняются электронами. Поскольку электроны движутся к положительному полюсу, дырки перемещаются в противоположном направлении — к отрицательному полюсу, что позволяет говорить о положительно заряженных дырках. При низких температурах электропроводность полупроводников довольно мала, так как

при этом в зоне проводимости мало подвижных электронов, а в валентной зоне мало дырок.

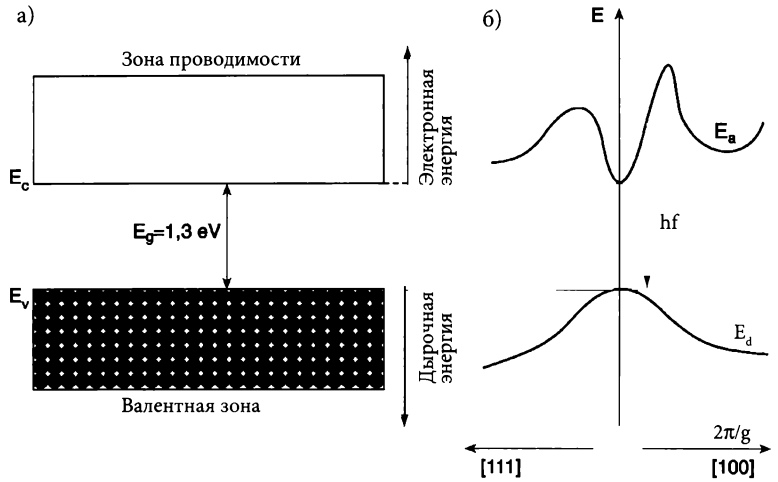


Рис. 1.14. (**а**) Зона проводимости и валентная зона полупроводника на примере InP. Валентная зона при $T=0$ K полностью заселена электронами (см. кружочки). (**б**) Энергия E_a и E_b как функция величины волнового вектора k (соответствует импульсу) для электрона в зоне проводимости и в валентной зоне. Максимальное значение k выражено через шаг (постоянную) решетку g ($k=2\pi/g$). Используемые символы [111] и [100] указывают определенное пространственное направление в кристалле (кристаллографические индексы Миллера). При наличии соответствующей электронно-дырочной пары отмечается возможный оптический переход

Если максимум валентной зоны находится на уровне того же значения k, что и минимум зоны проводимости, то речь идет о прямозонных проводниках (с прямыми переходами). В случае же полупроводников с непрямыми переходами (например, кремния) минимум зоны проводимости смещен относительно максимума валентной зоны в пространстве волновых векторов.

Поглощение и излучение света осуществляются преимущественно на основе переходов между зонами без сколько-нибудь значимого изменения электронного импульса $0 \le \hbar k \le \frac{h}{g}$ (g=постоянная решетки полупроводника около 10^{-10} М), поскольку световые импульсы $\hbar k_p = \frac{h}{\lambda_P}$ (λ_P=длина волны около 10^{-6} М) малы по сравнению с электронными импульсами. В частности, электронные переходы от энергетического минимума зоны проводимости, где содержится большинство электронов, к максимуму валентной зоны могут совершаться в прямозонных полупроводниках с $\Delta k \approx 0$, то есть без участия фотонов. Полупроводники с прямыми переходами являются поэтому — по сравнению с полупроводниками с непрямыми переходами — эффективными эмиттерами фотонов и широко используются в лазерных диодах и светодиодах. При переходах между минимумом зоны проводимости и максимумом валентной зоны в полупроводниках с непрямыми переходами имеем: $\Delta k \neq 0$, и импульс должен восприниматься фононами (колебаниями

кристаллической решетки). В качестве примера здесь можно назвать кремний (рис.1.15). Подобные переходы невероятны, ибо в них участвуют три «партнера»: фотон, электрон и фонон.

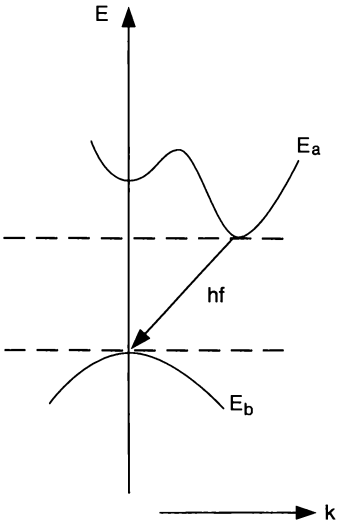


Рис. 1.15. Зонная структура кремния как полупроводника с непрямыми переходами. При переходе от минимума зоны проводимости к максимуму валентной зоны происходит изменение электронного импульса. Непрямые переходы (см. также рис. 10.3) относятся к абсолютно невероятным и не годятся для лазера

Энергия электронов и дырок

Электроны одной зоны обладают разной энергией и имеют разные импульсы. У свободных электронов в отношении импульса действительно: $p = m_0 \upsilon$, причем m_0 есть масса электрона, а v — его скорость. Таким образом, для кинетической энергии $E_{\text{свободн.}}$ получаем:

$$E_{\text{свободн.}} = \frac{m_0 \upsilon^2}{2} = \frac{p^2}{2m_0} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0}. \qquad (1.12)$$

В физике твердых тел принято выражать импульс p через величину волнового вектора k:

$p = \hbar k$. При этом $\hbar = h/2\pi$ задается через постоянную Планка h. Величина волнового вектора k учитывает волновые свойства электронов: $k = 2\pi/\lambda$, причем λ есть длина волны электрона. Как видно из уравнения 1.12, отношение E — k представляет собой квадратичную функцию.

На нижней границе зоны проводимости (рис.1.14б) электроны могут рассматриваться как практически свободные, так что здесь также имеет силу уравнение 1.12. Действие соседних атомов учитывается за счет того, что вместо массы электрона m^0 вводится эффективная масса электрона в зоне проводимости m_c и прибавляется энергетический край E_c зоны проводимости. В результате получаем для энергии E_a электрона в зоне проводимости:

$$E_a = E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c}. \qquad (1.13a)$$

Для энергии электрона в валентной зоне с эффективной массой m_υ действительно:

$$E_b = E_\upsilon - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_\upsilon}. \qquad (1.13б)$$

В отличие от уравнения 1.13а, здесь мы имеем минусовой знак, а терм $\hbar^2k^2/2m_\upsilon$ выводится из энергии верхней границы валентной зоны E_υ. Энергия ширины запрещенной зоны (англ. gap) составляет $E_g = E_c - E_\upsilon$.

Уравнения 1.13а и 1.13б имеют силу только вблизи границ валентной зоны при малых импульсах и низких значениях k. За пределами этой зоны возможны значительные отклонения (рис.1.14б).

Плотности состояний

Для расчета полупроводникового лазера необходимо знать о распределении электронов и положительных дырок в зоне проводимости и валентной зоне. Плотность электронов с определенной энергией E есть произведение плотности состояний на вероятность заселения. Плотности состояний $\rho_c(E)$ и $\rho_\upsilon(E)$ показывают, сколько электронов способно принять определенное энергетическое состояние в зоне проводимости и валентной зоне. В качестве единицы измерения выбирается $1/м^3$. Плотности состояний вблизи границ зоны могут выражаться следующим образом (см. также раздел «Электронные волны в полупроводниках»):

$$\rho_c(E) = \frac{(2m_c)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3}(E - E_c)^{1/2}, \quad E \geq E_c, \qquad (1.14)$$

$$\rho_\upsilon(E) = \frac{(2m_\upsilon)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3}(E_\upsilon - E)^{1/2}, \quad E \leq E_\upsilon. \qquad (1.15)$$

Эти плотности состояний показывают, что одно энергетическое состояние может иметь многократное заселение. Причина этого состоит в том, что электроны могут передвигаться с определенной энергией в разных направлениях. При этом $\rho_c(E)$ есть плотность состояний в зоне проводимости, а $\rho_\upsilon(E)$ — плотность состояний в валентной зоне.

Вероятность заселения (распределение Ферми)

Вероятность того, что при заданной температуре T то или иное состояние энергии E будет заселено электроном, вытекает из распределения Ферми:

$$f(E) = \frac{1}{\exp[(E - F)/kT] + 1}, \qquad (1.16)$$

где k есть постоянная Больцмана, F — энергия Ферми, и предполагается тепловое равновесие между носителями зарядов в зоне проводимости и валентной зоне. Для нелегированных или собственных (внутренних) полупроводников энергия F находится примерно посередине ширины запрещенной зоны (рис.1.16а). Согласно принципу Паули, заключающемуся в том, что любое электронное состояние заселено лишь максимум одним электроном, всегда имеет место $f(E) \leq 1$. Вероятность того, что какое-либо состояние вообще не заселено или, соответственно, занято дыркой, составляет $1 - f(E)$.

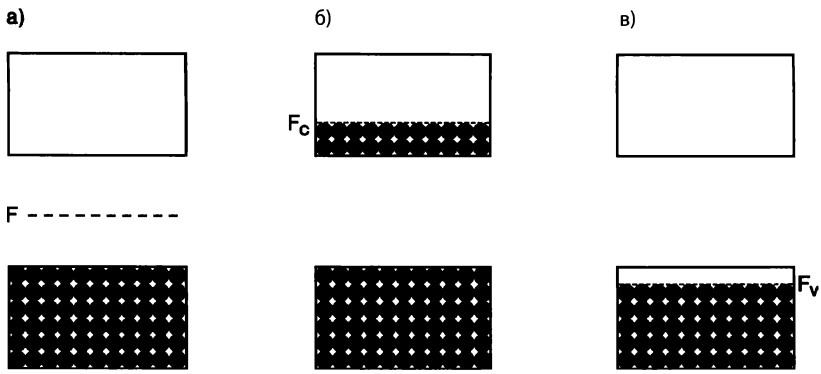


Рис. 1.16. (**а**) Энергия Ферми F в нелегированном (собственном) полупроводнике, (**б**) энергия Ферми в зоне проводимости F_c при сильном легиро вании примесью n-типа, (**в**) энергия Ферми в валентной зоне F_v при сильном легировании примесью p-типа. Заселенность электронами (см. кружочки) показана при $T=0$ K

Легирование

Электрические свойства полупроводников могут быть существенно изменены путем легирования. Введение донорных примесей (атомов с более высоким числом валентных электронов, чем содержит основное вещество) создает избыток свободно перемещающихся электронов, в то время как легирование акцепторными примесями (атомами с меньшим числом валентных электронов, чем содержит основное вещество) обеспечивает избыток дырок. В связи с легированием можно говорить о полупроводниках n-типа (с электронной электропроводностью) и полупроводниках p-типа (с дырочной электропроводностью). При очень сильном легировании энергия Ферми смещается вплоть до зоны проводимости (при легировании примесями n-типа) или в валентную зону (при легировании примесями p-типа), см. рис.1.16б и 1.16в. При этом образуется частично заселенная зона. Полупроводник ведет себя, как металл, он — вырожден. Легированные таким способом полупроводники используются обычно для диодных лазеров.

Инжекция носителей заряда, электронная плотность и энергия Ферми

Электроны и дырки могут создаваться оптическим путем, то есть в результате освещения светом, или электрическим способом — под действием протекания тока в p — n-переходах.

При протекании тока I электронная плотность N определяется на основе скоростного (усредненного балансного) уравнения:

$$\frac{dN}{dt}=\frac{I}{eV}-\frac{N}{\tau}, \tag{1.17}$$

где I есть инжекционный ток, V — объем активной зоны, τ — время жизни носителей заряда и e — электронный заряд. В стационарном случае ($dN/dt=0$) плотность электронов $N=I\tau/eV$ прямо пропорциональна току.

Хотя при инжекции носителей заряда отсутствует тепловое равновесие между зонами и поэтому распределение Ферми согласно уравнению 1.16 не имеет силы, носители заряда, тем не менее, внутри зоны могут находиться в равновесии. Такая ситуация, в частности, имеет место, когда время релаксации энергии для переходов в пределах одной зоны заметно короче, чем для переходов между зонами. Это в значительной мере касается материалов, обычно используемых для полупроводников. При этом говорят о квазиравновесии и определяют энергию Ферми отдельно для зоны проводимости (F_c) и отдельно для валентной зоны (F_υ). Квазиэнергия Ферми F_c и F_υ находится в пределах зоны проводимости и, соответственно, валентной зоны. Например, F_c показывает, до какой энергии заселена зона проводимости при $T=0$ K. Без инжекции носителей заряда составляющие энергии Ферми F_c и F_υ совпадают, а весь уровень Ферми F располагается для нелегированных полупроводников в середине ширины запрещенной зоны.

Рис.1.17 демонстрирует распределение носителей заряда полупроводника в состоянии квазиравновесия. Вероятность того, что энергетический уровень E в зоне проводимости заселяется электроном, выражается через $f_c(E) = 1/(\exp((E - F_c)/kT) + 1$, распределение Ферми указывается с энергией Ферми F_c. В отношении вероятности заселения энергетического уровня E в валентной зоне дыркой будет, соответственно, справедливо: $1 - f_\upsilon(E)$, причем $f_\upsilon(E)$ есть функция Ферми с уровнем Ферми F_υ. Плотность носителей заряда электронов в зоне проводимости имеет вид: $n(E) = \rho_c(E) \cdot f_c(E)$, а плотность носителей заряда дырок в валентной зоне: $p(E) = \rho_\upsilon(E) \cdot (1 - f_\upsilon(E))$.

Ниже будет показано, что энергия Ферми F_c и плотность электронов N в зоне проводимости зависимы друг от друга. В результате инжекции электронов происходит рост энергии Ферми:

$$N = \frac{(2m_e)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} \int_{E_c}^{\infty} \frac{(E - E_c)^{1/2}}{\exp[(E - F_c/kT)] + 1} dE. \qquad (1.18а)$$

Простую зависимость между энергией Ферми F_c и плотностью электронов N получают в случае $T=0$ K:

$$N(T=0) = \frac{(2m_c)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} \int_{E_c}^{E_f} (E - E_c)^{1/2} dE = \frac{(2m_e)^{3/2}}{3\pi^2\hbar^3} (E_F - E_c)^{3/2}. \qquad (1.18б)$$

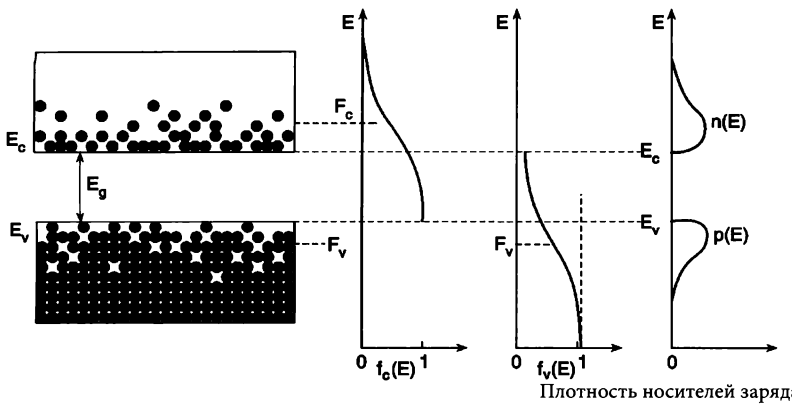


Рис. 1.17. Полупроводники в квазиравновесном состоянии (распределение Ферми $f_c(E)$ и $f_\upsilon(E)$, а также плотности носителей заряда электронов $n(E)$ и положительных дырок $p(E)$)

Электронные волны в полупроводниках

Для решения многих проблем полупроводниковой техники, например, при вычислении плотностей состояний, электроны целесообразно рассматриваются как волны.

Для расчета плотностей состояний с использованием уравнений (1.14) и (1.15) можно представить себя в полупроводниковом кубе с длиной ребра L. Волновая функция ψ должна выполнять периодические краевые условия, например, $\psi(x, y, z) = \psi(x + L, y, z)$ — для y и z соответственно. Эти краевые условия выполняются следующими данными для величины волнового вектора:

$$k = 0,\ \pm\frac{2\pi}{L},\ \pm\frac{4\pi}{L} \text{ или } k = \pm n\frac{2\pi}{L}. \tag{1.19}$$

Условие согласно уравнению (1.19) можно объяснить тем, что в полупроводниковом кубе формируются стоячие волны по уравнению $\lambda = L/n$ (n = целое число). Допустимые значения k различаются на величину $2\pi/L$. Это действительно во всех трех пространственных направлениях. Поэтому говорят, что электронное состояние в пространстве волновых векторов занимает объем $(2\pi/L)^3 = (2\pi)^3/V$, причем $V = L^3$ есть объем полупроводника.

Объемный элемент в пространстве волновых векторов (k-пространстве) состоит из сферической оболочки с радиусом k и толщиной $\mathrm{d}k$: $4\pi k^2 \mathrm{d}k$. Число электронных состояний N в этом объемном элементе составляет:

$$N = \frac{h\pi k^2}{(2\pi)^3} V dk.$$

Таким образом, из расчета на объем V и толщину $\mathrm{d}k$ получаем число электронных состояний, обозначаемое как плотность состояний ρ:

$$\rho(k) = \frac{k^2}{\pi^2} \tag{1.20}$$

Каждое электронное состояние может заселяться двумя электронами с разными ориентациями спина (принцип Паули). Поэтому в уравнении (1.20) учитывается множитель 2.

Путем ввода энергии электронов согласно уравнениям (1.13а) и (1.14а) получаем плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне по уравнениям (1.14) и (1.15).

Потенциальный барьер

Потенциальный барьер (англ. quantum well) есть полупроводниковая структура, в которой тонкий слой полупроводника с небольшими интервалами уложен между двумя слоями полупроводника с более широким интервалом между зонами (рис.10.12). Толщина d составляет 1–50 нм соответственно 3–200 атомным слоям. При столь небольшом размере отчетливо проявляется влияние квантования k. На рис.1.18 показаны электронные состояния в зоне проводимости для $n = 1, 2, 3$, вычисляемые с применением уравнений (1.20) и (1.13а и б).

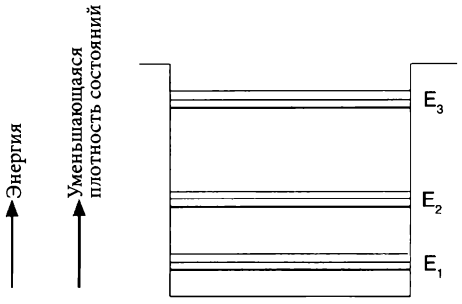


Рис. 1.18. Электронные состояния с энергией E_1, E_2, E_3 в потенциальной яме. Эта энергия возникает при движении электронных волн перпендикулярно стенам. Помимо этого имеются еще и иные направления распространения, приводящие к образованию другой энергии

ЗАДАЧИ

1.1 (а). Лампа накаливания на 100 ватт излучает световую мощность $P = 1$ ватт. Как велика плотность мощности в $r = 0{,}1$ и на расстоянии 1 метра? **(б)** Сравните плотность мощности лампы накаливания с плотностью мощности гелий-неонового лазера 1 мВт ($\lambda = 633$ нм) с диаметром луча $d = 0{,}7$ мм.

1.2 (а). Сколько фотонов в секунду излучает гелий-неоновый лазер ($\lambda = 633$ нм)? **(б)** Какова энергия фотона W в Вт·сек и эВ?

1.3. Какова частота: **(а)** красного излучения полупроводникового лазера ($\lambda = 635$ нм) и **(б)** синего излучения аргонового лазера ($\lambda = 488$ нм)?

1.4. Вычислить энергию квантов CO_2-лазера и аргонового лазера (с $\lambda = 10600$ и 488 нм) в джоулях и электрон-вольтах.

1.5. Рассчитать энергетические состояния атомарного водорода и длину волны переходов $E_2 \rightarrow E_1$ и $E_3 \rightarrow E_2$, представив их в виде числовых значений.

1.6. Выполнить согласно рис.1.10 схему вращательно-колебательных уровней электронного основного состояния X молекулы азота N_2 с частотой колебаний $f \approx 7 \cdot 10^{13}$ Гц и постоянной вращения $B_r = 1{,}96$ см$^{-1}$.

1.7. К расплаву Al_2O_3 добавляется масса 0,05 % Cr_2O_3. Сколько атомов Cr и, соответственно, ионов Cr имеется из расчета на 1 см^3?

1.8. Начиная с какой длины волны кремний становится прозрачным для излучения? (Интервал между валентной зоной и зоной проводимости составляет 1,2 эВ.).

1.9. Вычислить плотность состояний $\rho_c(E)$ электронов в параболической зоне.

1.10. Доказать, что функция Ферми $f(E)$ для $T \rightarrow 0$ переходит в функцию скачков ($f(E) = 1$ для $E < E_f$ и $f(E) = 0$ для $E > E_f$), составить соответствующую схему.

1.11. Вычислить значение функции Ферми для энергии $E = 0$, $E = E_f$ и $E \rightarrow \infty$; определить $f(E)$ для $T > 0$.

1.12. Показать, что для $E >> E_f$ и $E >> kT$ распределение Ферми переходит в распределение Больцмана.

ГЛАВА 2

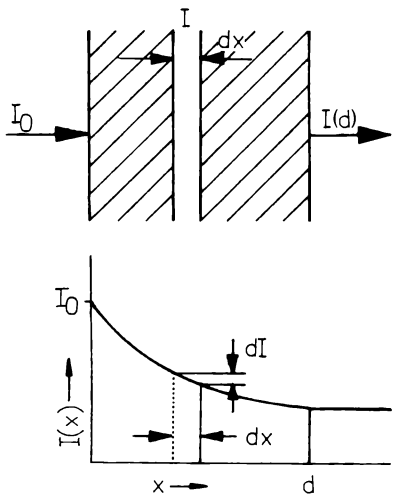
ПОГЛОЩЕНИЕ И ИЗЛУЧЕНИЕ СВЕТА

Рассмотрев в первой главе основополагающие свойства атомов, можно перейти к вопросу о взаимодействии света с атомами и веществами. Особым видом такого взаимодействия являются процессы поглощения, излучения и усиления света, формирующие принципы функционирования лазеров.

2.1. Поглощение

При прохождении света через слой вещества происходит его поглощение. Для описания процесса поглощения рассматривается плоская световая волна с интенсивностью I_0, падающая на слой толщиной d (рис. 2.1). За этим слоем волна обладает уже меньшей интенсивностью, чем раньше. Плотность мощности I прошедшего излучения пропорциональна плотности мощности I_0 поступившего излучения и экспоненциально зависит от толщины слоя (закон Бэра):

$$I = I_0 \exp(-\alpha d). \tag{2.1}$$



I = hf · ϕ = ρc (см. уравнения 1.5 и 1.7)

Рис. 2.1. Прохождение света через поглощающий материал

Характеризующий каждое вещество параметр α обозначается как постоянная поглощения, или коэффициент (показатель) поглощения. Примеры показателей поглощения: $\alpha \approx$ (от 1 до 10 км)$^{-1}$ (стекловолокно) и $\alpha \approx$ (1 нм)$^{-1}$ (металлы).

Для вывода соответствующего закона в слое вводится координата x. Предполагается, что имеющаяся в месте x интенсивность $I(x)$ снижается на величину dI, когда световая волна перемещается от x к $x + dx$. Поглощенная интенсивность dI пропорциональна имеющейся интенсивности $I(x)$ и значению dx. Коэффициент пропорциональности α есть уже введенный показатель поглощения:

$$dL = -\alpha I(x)\, dx. \tag{2.2}$$

Интегрирование этого уравнения с краевыми условиями $I(0) = I_0$ и $I(d) = I$ позволяет сформулировать закон поглощения Бэра — см. уравнение (2.1).

Атомистическая интерпретация поглощения

Процесс поглощения может быть описан на атомистическом уровне. Атомы или молекулы обладают дискретными или квантованными энергетическими состояниями E_1, E_2, E_3,..., которые могут быть наглядно представлены в схеме уровней (рис. 2.2). В жидкостях (например, в красителях) и твердых телах из определенных состояний формируются энергетические зоны. В невозмущенном состоянии все атомы (или молекулы) находятся на уровне самой низкой энергии E_1 — это называется «основным состоянием». Когда на атом попадает свет с частотой f_{12}, возможен переход в более высокое энергетическое состояние E_2, если выполнено условие Бора:

$$E_2 - E_1 = HF_{12}, \tag{2.3}$$

причем $h = 6{,}626 \cdot 10^{-34}$ Дж·сек есть постоянная Планка. В результате свет теряет фотон с энергией HF_{12}. Следовательно, интенсивность понижается — происходит поглощение.

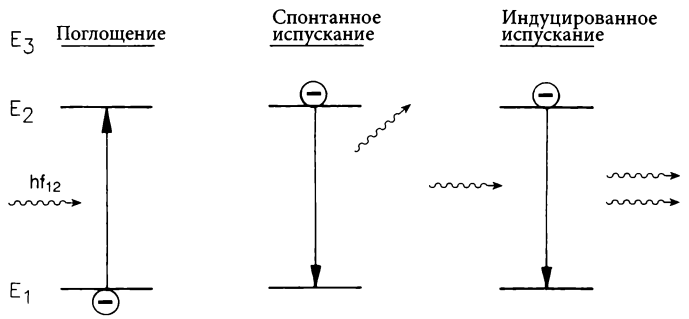


Рис. 2.2. Поглощение:
фотон HF_{12} поднимает электрон с нижележащего энергетического уровня E_1 на вышележащий уровень E_2, а сам при этом исчезает.

Спонтанное испускание:
электрон, находящийся сначала в вышележащем, или возбужденном, состоянии, переходит на нижележащий энергетический уровень, испуская при этом фотон.

Вынужденное (индуцированное) испускание:
фотон попадает на возбужденный электрон, который в результате этого переходит на нижележащий энергетический уровень. Одновременно возникает второй фотон, что приводит к усилению падающего света

Показатель поглощения можно вычислить из числа поглощенных фотонов или числа переходов из состояния E_1 к состоянию E_2. Это число на единицу времени и объема обозначается через $dN_1/dt|_a$. Индекс «α» показывает, что переход был осуществлен в результате поглощения. При этом отношение $dN_1/dt|_a$ пропорционально плотности атомов N_1 в основном состоянии и плотности потока фотонов ϕ (фотоны/время·площадь):

$$\frac{dN_1}{dt}\Big|_a = -\sigma_{12} N_1 \varphi. \tag{2.4}$$

Коэффициент пропорциональности σ_{12} есть эффективное для поглощения поперечное сечение, показывающее эффективную поверхность, с которой атом поглощает фотоны. Отрицательный знак указывает на снижение плотности атомов N_1.

Число переходов $dN_1/dt|_a$ равно изменению плотности фотонов (фотоны/объем)/dt. Используя выражения $\Phi = \phi/c$ [(1.5) и (1.7)] и $c = dx/dt$, получаем:

$$\frac{dN_1}{dt}\Big|_a = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{1}{c}\frac{d\varphi}{dt} = \frac{dt}{dx}\frac{d\varphi}{dt} = \frac{d\varphi}{dx}. \tag{2.5}$$

Плотность потока фотонов ϕ пропорциональна плотности мощности I (1.70), и из уравнения (2.4) для понижения I в результате поглощения получаем:

$$\frac{dI}{dx}\Big|_a = -\sigma_{12} N_1 I. \tag{2.6}$$

Сравнение с уравнением (2.2) дает:

$$\alpha = \sigma_{12} N_1. \tag{2.7}$$

Показатель поглощения α возрастает по мере увеличения плотности поглощающих атомов или молекул, а также, например, в результате повышения концентрации раствора красителя.

Эффективное поперечное сечение σ_{12} может быть выражено через коэффициент Эйнштейна для поглощения B_{12}:

$$\sigma_{12} = B_{12} H F_{12}/c. \tag{2.8}$$

2.2. Спонтанное испускание

Теперь встает вопрос: что происходит с атомами в возбужденных состояниях? Спустя определенное время они вновь распадаются с переходом в основное состояние (рис. 2.2). Освободившаяся при этом энергия может испускаться в виде фотона; происходит это не в направлении распространения падающей волны, а в любом направлении пространства, так что у падающей волны фактически отбирается энергия, как это и было показано в приведенных выше расчетах.

Процесс возврата атома из возбужденного состояния на нижележащий уровень с посылкой фотона именуется спонтанным испусканием, если такой возврат происходит без какого бы то ни было внешнего влияния. Связанное с таким ис-

пусканием понижение плотности атомов в верхнем состоянии N_2 описывается на основе времени жизни для спонтанного излучения τ::

$$\frac{dN_2}{dt}\Big|_{sp} = -\frac{N_2}{\tau} \tag{2.9}$$

Величина, обратная времени жизни, $A = 1/\tau$, обозначается как коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения. Типичные примеры такого времени жизни: $\tau \approx 10^{-9}$ сек для разрешенных переходов и $\tau \approx 10^{-3}$ сек для запрещенных переходов метастабильных уровней. Только основные состояния действительно стабильны при τ=

Возврат электрона из возбужденного состояния в основное состояние может осуществляться и без испускания. В этом случае $A = 0$; тем не менее, электрон в возбужденном состоянии имеет конечное время жизни τ' Поэтому для общего случая имеет силу $\tau' \leq 1/A$. Энергия возбужденного электрона используется обычно не только для испускания фотона, но может отдаваться и в других формах — например, в виде колебания кристаллической решетки (при нагревании) либо в результате столкновений.

Некоторые примеры времени жизни на лазерных уровнях представлены в таблице 2.1.

Таблица 2.1. Время жизни на лазерных уровнях и эффективные поперечные сечения σ для индуцированного испускания

Тип лазера	λ (мкм)	τ_2 (верхний уровень)	τ_1 (нижний уровень)	σ (см^2)
He-Ne	0,633	10...20 нс	12 нс	$3 \cdot 10^{-13}$
Ar+	0,488	9 нс	0,4 нс	10^{-16}
Эксимер (KrF)	0,248	1...10 нм	< 1 пс	10^{-16}
CO_2	10,6	1...10 мс		
— низкого давления			100 нс	
— высокого давления			1 нс	
Краситель Rh6G	0,6	5 нс	≤ 10 пс	$2 \cdot 10^{-18}$
Рубин	0,694	3 мс		$2 \cdot 10^{-20}$
ИАГ с неодимом	1,06	230 мкс	30 нс	$8 \cdot 10^{-19}$
Стекло с неодимом	1,06	300 мкс	50...100 нс	$4 \cdot 10^{-20}$
Полупроводник GaAs	0,8	4 нс		10^{-16}

2.3. Усиление света за счет индуцированного испускания

Наряду с процессом спонтанного испускания, издавна известным по наблюдениям за флуоресценцией, Эйнштейн выдвинул идею индуцированного, или вынужденного, испускания. Согласно этому постулату возвращение атома из возбужденного состояния на нижележащий уровень может производиться не только спонтанно, но и в результате внешнего влияния световой волны, выполняющей частотное условие Бора. Индуцированное излучение есть процесс,

обратный поглощению. Число таких процессов в единицу времени и на единицу объема $dN_2/dt|_i$ выражается через аналоговые отношения со ссылкой на уравнения (2.4) и (2.6):

$$\frac{dN_2}{dt}|_i = \sigma_{21} N_2 \varphi \quad \text{и} \quad \frac{dI}{dx}|_i = \sigma_{21} N_2 I, \tag{2.10}$$

где N_2 есть плотность возбужденных уровней, σ_{21} — эффективное поперечное сечение для индуцированного излучения, t — время и x — координата в направлении распространения. Индекс «i» показывает, что данные уравнения действительны для процесса индуцированного излучения. Плотность мощности I падающей световой волны возрастает, волна усиливается.

В то время как при спонтанном излучении фотон статистически испускается в разных направлениях, при индуцированном излучении образовавшийся фотон отходит в направлении распространения падающего кванта. По волновой схеме можно определить, что индуцированная волна когерентна относительно падающей световой волны, то есть она обладает той же частотой и фазой.

Результаты исследований в области термодинамики или квантовой механики дают основания полагать, что эффективные поперечные сечения для поглощения и индуцированного излучения идентичны, если уровни обладают одинаковым статистическим весом:

$$\sigma_{12} = \sigma_{21} = \sigma \ \ (\text{и } B_{12} = B_{21} = B). \tag{2.11}$$

Если уровни с E_1 и E_2 имеют еще и подуровни, то действительно:

$$g_1 \sigma_{12} = g_2 \sigma_{21}, \tag{2.12}$$

где g_1 и g_2 есть соответствующее число подуровней.

Фотоны, возникшие в результате индуцированного испускания, приводят — в отличие от спонтанного испускания — к усилению излучаемой световой волны. Индуцированные кванты обладают той же частотой, ориентацией и фазой, что и поглощенные фотоны.

Коэффициент усиления

Усилению в результате индуцированного излучения $dI|_i$ противодействует поглощение $dI|_a$. Касательно изменения интенсивности принято следующее:

$$dI = dI|_a + dI|_i.$$

Для уровней со степенью вырождения $g_1 = g_2$ имеет силу [(2.6) и (2.10)]:

$$\frac{dI}{dx} = -\sigma N_1 I + \sigma N_2 I \quad \text{или} \quad \frac{dI}{dx} = -\sigma (N_1 - N_2) I. \tag{2.13}$$

Путем интегрирования на основе толщины d среды получают обобщенный закон Бэра:

$$\frac{I}{I_0} = \exp(\sigma (N_2 - N_1) d) \quad \text{или} \quad G = \frac{I}{I_0} = \exp(gd). \tag{2.14}$$

В случае $N_2 > N_1$ интенсивность возрастает, поскольку показатель экспоненциальной функции становится положительным. И тогда свет усиливается в слое среды. Это усиление света в результате индуцированного излучения (англ. Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, сокращенно: LaSEr) является основополагающим механизмом, на котором и основан принцип действия лазера. Упомянутое усиление возникает лишь в том случае, когда на верхнем уровне 2 находится больше атомов, чем на нижнем уровне 1. Если это условие не выполняется, то преобладает поглощение через состояние 1. И еще одно условие состоит в том, что частота поглощенного света должна быть равна межуровневому частотному интервалу. Отношение проходящей интенсивности I и к падающей интенсивности I_0 называется коэффициентом усиления G (англ. gain coefficient). Величина

$$g = \sigma \cdot (N_2 - N_1) \tag{2.15}$$

представляет собой дифференциальное усиление (англ. gain), или — по аналогии с показателем поглощения [см. (2.7)] — именуется показателем усиления.
Для малой волны gd действителен примерный коэффициент усиления:

$$G = \exp(gd) \approx 1 + gd. \tag{2.16}$$

В He-Ne-газовом разряде лазера длиной в 1 метр в непрерывном режиме достигаются коэффициенты усиления порядка $G = 1{,}1$. В этом случае говорят, что усиление составляет $gd = 10\ \%$. С рубиновыми кристаллами оптической накачки или кристаллами иттрий-алюминиевого граната, легированного неодимом (Nd: ИАГ), удается получить значительно более высокие коэффициенты усиления $G =$ около 10. При длине кристалла $d = 5$ см получаем $g = (\ln G)/d = 0{,}46$ см$^{-1}$. Дополнительные примеры показателей усиления будут приводиться по ходу обсуждения разных типов лазеров.

Распределение Больцмана, отрицательная температура

Важнейшей проблемой при создании лазера считается выполнение условия $N_2 > N_1$, то есть обеспечение более высокой населенности возбужденного уровня 2 по сравнению с нижележащим уровнем 1. В этих случаях говорят о перенаселенности, или инверсии населенностей. В нормальном состоянии почти все атомы находятся в основном состоянии. Но вследствие тепловых ударов происходит определенное *возбуждение* вышележащих энергетических состояний с энергией E_1, E_2, E_3,... Величины населенности N_1, N_2, N_3,... выражены через распределение Больцмана, если система находится в тепловом равновесии. С учетом статистической термодинамики получаем:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right), \tag{2.17}$$

где T есть абсолютная температура, $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К $= 8{,}6 \cdot 10^{-5}$ эВ/К — постоянная Больцмана. Величины g_1 и g_2 представляют собой число подуровней состояний 1 и 2. При комнатной температуре имеем: $T = 300$ К и $kT = 24{,}9$ мэВ. Возбужденные состояния с энергией в несколько электрон-вольт, способные вызвать излучение света, обнаруживают лишь слабое тепловое возбуждение. Только для $T \to \infty$ полу-

чают, согласно уравнению (2.17), равную населенность $N_2 = N_1$. Это означает, что в тепловых источниках света инверсная населенность и, следовательно, генерация лазерного излучения не может быть достигнута. Формально мы получаем здесь инверсию населенностей для отрицательных температур.

2.4. Ширина линий

До сих пор мы исходили из того, что энергетические уровни E_1 и E_2 являются четко выделенными, и поглощение или излучение света осуществляется только с частотой f_{12}. Фактически же эти уровни и оптические линии обладают известной неопределенностью, и это необходимо учитывать в уравнениях для поглощения и усиления света. С этой целью представляется целесообразным ввести функцию формы линий $F(f)$, показывающую зависимость эффективного поперечного сечения $\sigma(f) = \sigma F(f)$ и, следовательно, показателя поглощения или усиления от частоты (рис.2.3). Далее, для дифференциального усиления действительно $g(f) = g_{max} F(f)$, причем g_{max} показывает максимальное значение.

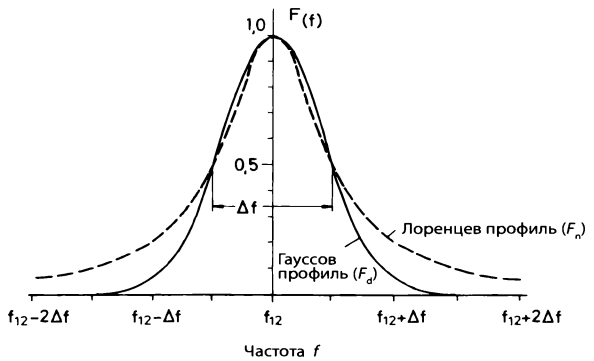


Рис. 2.3. Функция формы линий: гауссова линия и лоренцева линия

Следует различать однородное и неоднородное уширение линии. Спонтанное излучение и, например, влияние столкновений в газах и колебаний кристаллической решетки в твердых телах приводят к уширению, одинаковому для всех атомов, то есть однородному уширению. Наряду с этим существуют и неоднородные процессы, при которых отдельные атомы имеют разные частоты перехода. В качестве примера можно назвать доплеровское уширение, при котором частота зависит от скорости атома. Также и эффект Штарка в твердых телах по-разному воздействует на атомы в зависимости от генерирующего поле окружения.

Естественная ширина линии

Естественная ширина линии определяется временем жизни τ на соответствующих уровнях. Речь идет об однородном уширении. Согласно соотношению неопределенностей Гейзенберга имеет силу:

$$\Delta E = \frac{h}{2\pi\tau}. \tag{2.18}$$

Итак, эти уровни обладают естественной шириной линии ΔE. Из условия Бора $HF_{12} = E_2 - E_1$ выводится ширина полосы Δf_n одной линии:

$$\Delta f_n = \frac{1}{2\pi}\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2)}\right), \tag{2.19}$$

где τ_1 и τ_2 есть время жизни на нижнем и верхнем уровнях. С принятием во внимание более точной теории получаем функцию формы линий:

$$F_n(f) = \frac{(\Delta f_n/2)^2}{(f - f^{12})^2 + (\Delta f_n/2)^2} \tag{2.20}$$

Данная форма линий $F_n(f)$ обозначается как лоренцев профиль (рис. 2.3).

С помощью таблицы 2.1 для времени жизни $\tau_{1,2}$ можно вычислить некоторые линии важнейших лазеров. Наблюдаемая ширина полос (см. таблицу 2.2) оптических переходов значительно больше, так как уширению линий способствуют еще и некоторые другие процессы.

Столкновительное уширение

Упругие столкновения между газовыми частицами также приводят к однородному уширению. Поскольку число столкновений возрастает с повышением давления, то в данном случае можно говорить об уширении с повышением давления. При упругом столкновении в процессе испускания происходит изменение фазы излучаемой световой волны. При этом возникают конечные цуги волн длительностью τ_s, в которых фаза постоянна. На основе фурье-анализа для спектра частот получается лоренцева линия. Полуширина линии Δf_s выражается через среднее время между двумя столкновениями τ_s. При $\tau_1 = \tau_2 = \tau_s$ находим из (2.19):

$$\Delta f_s = \frac{1}{\pi\tau_S} \tag{2.21}$$

Пользуясь законами термодинамики, удается определить продолжительность столкновения и, следовательно, Δf_S, а именно следующим образом:

$$\Delta f_S = \sqrt{\frac{3}{4mkT}} \cdot d^2 p, \tag{2.22}$$

где m есть масса атомов или молекул, d — их диаметр, $k = 1{,}3807 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — постоянная Больцмана и T — абсолютная температура. Столкновительное уширение Δf_S пропорционально давлению газа p. Как правило, столкновительное уширение Δf_S значительно больше естественного уширения линии Δf_n. Для гелий-неонового лазера получаем: $\Delta f_n \approx 10$ МГц и $\Delta f_S = 100$ МГц.

Столкновительное уширение в твердых телах основано на взаимодействии с колебаниями кристаллической решетки (фононами) и также приводит к образованию лоренцева профиля. Такое уширение можно наблюдать, например, в рубиновых лазерах или в лазере на Nd: ИАГ (иттрий-алюминиевый гранат, легированный неодимом) — см. таблицу 2.2.

Таблица 2.2. Примеры ширины линий лазерных переходов

Тип лазера	Длины волн (мкм)	Ширина линий	Механизм уширения
Гелий-неоновый лазер – температура газа 300 K	0,6328	1,5 ГГц	Доплеровский, неоднородный
Ионный аргоновый лазер - температура газа 2000 K	0,488	4 ГГц	Доплеровский, неоднородный
Лазер на эксимере KrF	0,248	10 ТГц	Перекрывающий колебательный уровень
CO_2-лазер	10,6		
– 10 мбар, 300 K		60 МГц	Доплеровский, неоднородный
– 1 бар		4 ГГц	Столкновительный, однородный
– 10 бар		150 ГГц	Перекрывающий вращательный уровень
Лазер на красителе Rh6G	0,6	80 ТГц	Перекрывающий колебательный уровень
Рубиновый лазер	0,694	330 ГГц	Колебания решетки, однородные
Nd: ИАГ-лазер	1,06	120 ГГц	Как у рубинового лазера
Лазер на стекле, легированном Nd	1,06	7500ГГц	Эффект Штарка из-за статистических электрических полей, неоднородный
Полупроводниковый лазер GaAs	0,89	10 ТГц	Энергетические зоны электронов в периодическом поле кристалла

Доплеровское уширение

Неоднородное доплеровское уширение выражается через сдвиг частоты, обусловленный скоростью атомов или молекул (эффект Доплера). Если излучающий атом движется со скоростью $\upsilon << c$ в направлении детектора, то наблюдается следующая частота f'_{12}:

$$f'_{12}=f_{12}\,(1 \pm \upsilon/c), \tag{2.23}$$

где f_{12} есть частота покоящейся частицы. Знаки «+» или «–» показывают, направляется ли данная частица к детектору или в сторону от него. При тепловом равновесии в газах действует распределение скоростей Максвелла. Каждая частица обладает своей скоростью и имеет, следовательно, отличную от других частоту излучения (рис. 2.4). Из распределения по Максвеллу вытекает функция формы линий (см. задание 2.9). Она имеет гауссов профиль и выражена через:

$$F_D\,(f) = \exp\left(-\left(\frac{2\,(f-f_{12})}{\Delta f_D}\right)^2 In\,2\right) \tag{2.24}$$

Для полуширины линии получаем:

$$\Delta f_D = \frac{2f_{12}}{c}\sqrt{2kT\ln 2/m}\,, \tag{2.25}$$

где Δf_D составляет, например, 1,5 ГГц для гелий-неонового лазера и, значит, гораздо больше естественной ширины линии Δf_n и столкновительного уширения Δf_S.

При равной полуширине линий гауссов профиль в зависимости от частоты обнаруживает более крутое падение, чем кривая Лоренца (рис. 2.3).

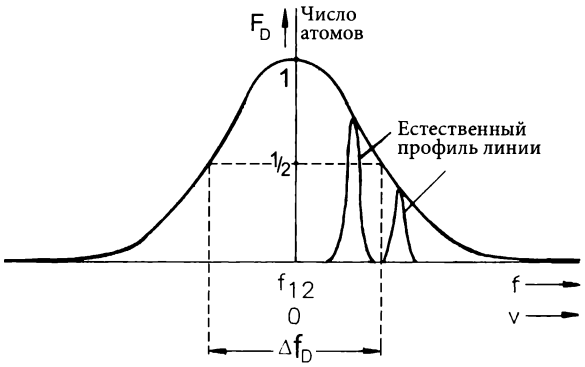


Рис. 2.4. Доплеровское распределение

Прочие механизмы уширения

Для стеклянных лазеров немаловажное значение имеет неоднородное уширение на основе пространственно неоднородных кристаллических полей (см. таблицу 2.2), которые по-разному воздействуют на внедренные атомы (например, редкие земли). Это приводит к сдвигу частоты в результате статистического эффекта Штарка. В полупроводниковых лазерах уширение можно объяснить структурой зон, причем ширина выражается через распределение энергии электронов и дырок.

Обычно одновременно действует несколько механизмов уширения. Естественной шириной линии при этом в большинстве случаев можно пренебречь. У лазеров на стекле имеют место преимущественно столкновительное и доплеровское уширения, причем в случае пониженного давления преобладает доплеровский механизм. В твердотельных лазерах чаще всего встречается однородное уширение в результате колебаний кристаллической решетки либо неоднородное уширение на основе статистического эффекта Штарка. У красителей обнаруживается особенно широкая однородная линия, так как расположенные вплотную друг к другу колебательный и вращательный уровни уширяются в силу взаимодействия между молекулами.

2.5. Создание и уменьшение инверсной населенности

Усиление света и, следовательно, генерация лазерного излучения возможны только при наличии в величинах населенности определенной инверсии ($N_2 > N_1$). Разные способы накачки с целью создания инверсии будут представлены здесь лишь в кратком изложении, а более подробное описание вы найдете применительно к определенным типам лазеров.

В случае стеклянных лазеров для накачки прибегают обычно к помощи специальных механизмов газового разряда. При этом энергия в результате электронных или атомных столкновений передается на верхний лазерный уровень. Если используется газ только одного вида (как, например, в ионном лазере на инертном газе), то возбуждение происходит непосредственно при столкновении

электронов. При наличии же газов нескольких видов (как, например, у гелий-неонового лазера) можно использовать резонансную передачу энергии между различными атомами (столкновение 2-го рода). При этом считается благоприятным, когда один атом обладает долгоживущим состоянием, от которого резонансно возбуждается верхний лазерный уровень другого атома. Среди прочих способов для лазеров на стекле можно назвать накачку на основе химических реакций (как, например, у HF-лазеров), газодинамических процессов (например, в случае специальных CO_2-лазеров) или (используемую, правда, крайне редко) световую накачку.

Для твердотельных лазеров и лазеров на красителях характерна оптическая накачка. Источник света накачки должен обладать высокой плотностью энергии излучения в спектральной области, приводящей к возбуждению верхнего лазерного уровня. Для этой цели используются лампы-вспышки, разные лампы непрерывного горения, а также другие лазеры.

Накачка полупроводниковых лазеров осуществляется посредством электрического тока, причем электроны инжектируются в верхнюю валентную зону, представляющую собой верхний лазерный уровень.

Насыщение усиления

В случае инверсной населенности ($N_2 > N_1$) происходит усиление света, излучаемого в среду с частотой в пределах ширины линии. Коэффициент усиления g указан в уравнении (2.15) для варианта с низкой интенсивностью света. При излучении света более высокой плотности мощности I верхние уровни опустошаются тем сильнее, чем больше I. Это приводит к снижению усиления, которое при однородном насыщении выражается через (рис.2. 5 и 2.6):

$$g = \frac{g_0}{1 + I / I_S}, \tag{2.26}$$

где g_0 есть усиление при очень малой интенсивности ($I=0$), а I_S обозначается как интенсивность насыщения. С помощью скоростных уравнений (2.43) легко вычисляется I_S:

$$I_S = \frac{hf}{\sigma_{21}\tau}. \tag{2.27}$$

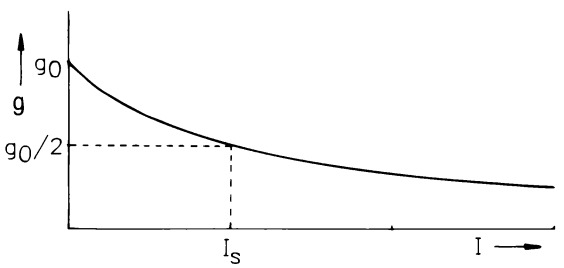


Рис. 2.5. Зависимость коэффициента усиления от интенсивности

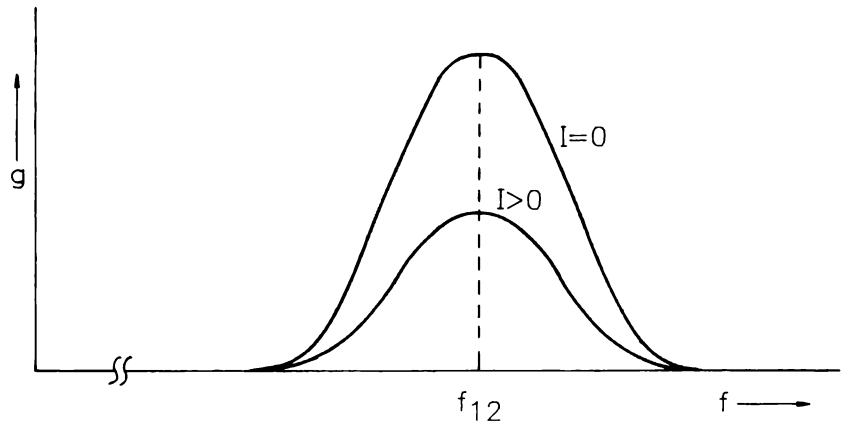


Рис. 2.6. Однородное насыщение профиля линии

Расчет с помощью уравнений (2.26) и (2.27) приводится в задании 2.11.

Примером наступления однородного насыщения является вариант с естественной шириной линии. При повышении интенсивности I обнаруживается равномерное, однородное насыщение профиля линии (рис.2.6). Подобную характеристику демонстрируют и линии, уширенные в результате колебаний кристаллической решетки, например, у лазеров на иттрий-алюминиевом гранате, легированном неодимом, и у лазеров на рубиновом стержне.

Иной будет характеристика насыщения при неоднородном уширении линий, например, при доплеровском уширении. Каждый атом (молекула) в газе отличается определенной скоростью υ, которая может измениться с течением времени. На основе эффекта Доплера образуется относящаяся сюда частота перехода f. Если теперь излучается свет с определенной частотой f_L, возникает взаимодействие с атомами подходящей скорости и, соответственной, частоты, что приводит в итоге к селективному уменьшению усиления в области частоты излучения (эффект выгорания провалов, рис. 2.7). Ширина провала находится в зоне естественной ширины линии Δf_n или ширины столкновения Δf_S, если последняя больше. Этот провал вновь заполняется после выключения интенсивности. Описанная характеристика имеет место у газовых лазеров, например, в гелий-неоновом исполнении.

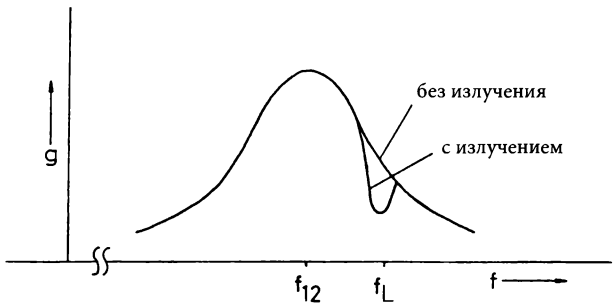


Рис. 2.7. Насыщение при неоднородной линии (спектральное выгорание провалов)

2.6. Конструктивное исполнение лазеров

В лазерах спонтанно излучаемый свет усиливается за счет индуцированного испускания. Чтобы преобладали индуцированные процессы излучения с созданием особых свойств лазера, необходимо, чтобы или показатель усиления вещества при прохождении был достаточно большим (сверхизлучатель), или обеспечивался многократный проход фотонов лазерного излучения через усиливающую среду. Этим обуславливается характерное исполнение лазера на основе активной среды и зеркал.

Сверхизлучение

Сверхизлучатель (или излучатель без обратной связи) можно считать предварительной ступенью, или простейшей формой исполнения лазера. Он создается из стержневого материала, в котором подходящим способом генерируется перенаселенность (рис. 2.8). Сначала происходят спонтанные процессы испускания во всех направлениях. Фотоны, излучаемые в направлении оси стержня, проходят относительно большой участок пути через возбужденную среду, усиливаясь при этом. Если коэффициент усиления достаточно велик, в прямом направлении появляется интенсивный световой пучок, именуемый сверхизлучением. Так, азотные лазеры частично функционируют в этом режиме генерации, и для точности их следовало бы обозначать как «N_2-лазеры-сверхизлучатели».

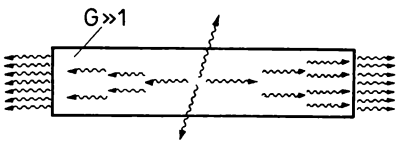


Рис. 2.8. Структура сверхизлучателя

Лазер: пороговое условие генерации

Усиления большинства веществ не достаточно для достижения интенсивного сверхизлучения. Повышения же усиления можно добиться, например, за счет увеличения длины лазерного материала. Но данному процессу поставлены определенные технические пределы. Вместо этого имеющийся материал помещают между двумя параллельными зеркалами (рис. 2.9). Свет, излучаемый спонтанно *в осевом* направлении, при таком исполнении лазера сначала усиливается в веществе — правда, весьма незначительно. После отражения от зеркал свет вновь проходит через вещество и опять усиливается, так что его интенсивность постепенно возрастает, пока наконец не устанавливается некое постоянное равновесие. Чтобы интенсивность сначала нарастала, коэффициент усиления G должен быть рассчитан таким образом, чтобы можно было компенсировать потери. Последние выражаются через коэффициент отражения R зеркал и коэффициент пропускания T, который отображает прочие потери (например, на дифракцию, рассеяние), возникающие

после каждого прохода. В результате мы получаем так называемое пороговое условие генерации лазера:

$$GRT > 1 \tag{2.28}$$

Рис. 2.9. Принципиальная схема лазера

Если оба зеркала имеют разные коэффициенты отражения R_1 и R_2, то вместо R используется среднее геометрическое значение:

$$R = \sqrt{R_1 R_2}. \tag{2.29}$$

Пороговое условие (2.28) может быть представлено также как условие для разности населенностей $N_2 - N_1$ на пороге генерации лазера. Используя для коэффициента усиления G уравнение (2.14), получаем:

$$GRT = RT \exp \sigma (N_2 - N_1) d. \tag{2.30}$$

Для пороговой инверсии с $\ln 1/x \approx 1 - x$ для $x \approx 1$ имеем:

$$N_2 - N_1 \geq \frac{\ln (1/RT)}{\sigma d} \approx \frac{1 - RT}{\sigma d}. \tag{2.31}$$

Приближение в последней части уравнения действительно для небольших потерь, то есть $RT \approx 1$. У твердотельных лазеров (например, Nd: ИАГ) пороговое значение для населенности верхнего уровня составляет $N_2 \approx 10^{17}$ см$^{-3}$, у стеклянных лазеров возможны более низкие, у полупроводниковых лазеров и лазеров на красителях — более высокие значения.

Во всех уравнениях не принимались во внимание разные степени вырождения уровней, что можно исправить путем замены выражения $N_2 - N_1$ на $N_2 - (g_2/g_1) N_1$.

Стационарная генерация лазерного излучения

Лазерный луч выводится из резонатора через полупрозрачное зеркало ($R_1 < 100$ %). Другое зеркало должно осуществлять отражение по возможности с $R_2 = 100$ %.

Ниже приводится расчет интенсивности лазерного излучения для стационарного режима работы. Это равновесное значение получается благодаря тому, что начальное усиление G опускается до стационарного усиления G_L, которое в случае однородного уширения линии согласно уравнению (2.26) выражается через:

$$GL = \exp (gd) = \exp \frac{g_0 d}{1 + I / I_S}. \tag{2.32}$$

Итак, условие для стационарной генерации лазера $G_L RT$ выглядит следующим образом:

$$G_L RT = 1. \tag{2.33}$$

Стационарная интенсивность резонатора вытекает из:

$$I = I_S\left(\frac{g_0 d}{\ln(1/RT)} - 1\right) \tag{2.34}$$

Для небольших усилений $1+gd \approx 1$ и $RT \approx 1$ приближенно получается (при $\ln/x \approx 1\text{-}x$):

$$I = I_S\left(\frac{g_0 d}{1-RT} - 1\right) \tag{2.35}$$

В этом уравнении I_S означает интенсивность насыщения, g_0 — показатель усиления при малых сигналах, d — длину активной среды, T — коэффициент пропускания и R — коэффициент отражения согласно уравнению (2.29).

Интенсивность выходящего лазерного излучения $I_{вых.}$ выражается через:

$$I_{вых} = \frac{I}{2}(1 - R_1) \approx I(1 - R). \tag{2.36}$$

Множитель ½ показывает, что полная интенсивность I состоит из частичных интенсивностей двух волн, имеющих противоположные направления распространения в резонаторе. Для справедливости приближения в последней части данного уравнения было принято $R_2 = 1$ и $R_1 \approx 1$, так что имеет силу $R = \sqrt{R_1} \approx (1 + R_1)/2$.

Уравнения (2.35) и (2.36) могут использоваться для оценки интенсивности на выходе лазера, когда показатель усиления g_0 и интенсивность насыщения I_S известны в результате проведенных измерений. Значения g_0 и I_S могут определяться также на основе величин населенностей и эффективных поперечных сечений или, соответственно, коэффициентов Эйнштейна. На рис. 2.10 представлена зависимость интенсивностей I и $I_{вых.}$ от коэффициента отражения R. Существует оптимальный коэффициент отражения $I_{вых}$ зеркала для вывода максимальной мощности лазерного излучения. В случае гелий-неонового лазера $I_{опт.}$ составляет порядка 95–99 %, у твердотельных лазеров он может быть в диапазоне от 20 до 90 %, а у обладающих высоким усилением лазеров на эксимере — около 5 %.

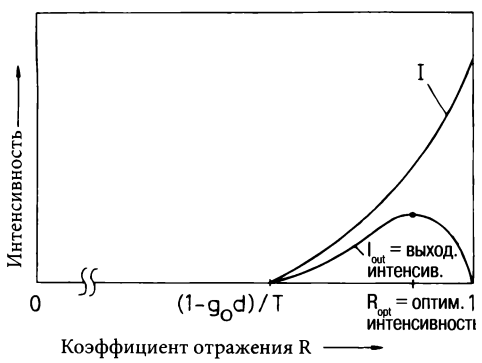


Рис. 2.10. Зависимость внутренней интенсивности I в лазерном резонаторе и выходной интенсивности Iвых. от коэффициента отражения выходного зеркала

2.7. Характеристика излучения в зависимости от времени

Для описания временной характеристики излучения лазеров, например, в импульсном режиме, используются скоростные уравнения для плотности населенности участвующих уровней и плотности фотонов в резонаторе. При этом различают трех- и четырехуровневые лазеры (рис. 2.11). Одной из немногих важных трехуровневых систем является рубиновый лазер, а самыми распространенными считаются четырехуровневые установки. У твердотельных лазеров уровень 3 в обоих случаях представляет собой широкую полосу поглощения, быстро передающую энергию на верхний лазерный уровень 2 ($\tau_{32} << \tau_{21}$).

Недостаток трехуровневых лазеров заключается в том, что нижний лазерный уровень и есть основное состояние, вследствие чего приходится прибегать к очень мощной накачке, чтобы добиться инверсии.

Более благоприятными представляются четырехуровневые системы, поскольку нижний лазерный уровень способен продолжать распадаться, как, например, в случае лазера на стекле с неодимом. Скоростное уравнение для величины населенности N_1 основного состояния имеет следующий вид:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\left|\frac{dN_1}{dt}\right|_a + \frac{N_2}{\tau_{21}} + \left|\frac{dN_2}{dt}\right|_i - \frac{N_1}{\tau_{10}}$$

— поглощение + спонтанное испускание+
+ индуцированное испускание — спонтанный распад верхнего уровня

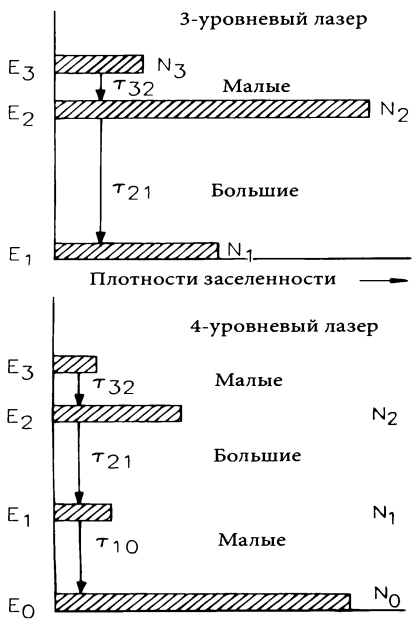


Рис. 2.11. Трех- и четырехуровневые лазеры

После ввода плотности фотонов Φ [см. уравнения (1.5) и (1.7)]:

$$\phi = \Phi c \tag{2.37}$$

получаем с учетом уравнений (2.4) и (2.10):

$$\frac{dN_1}{dt} = \sigma \cdot c\,(N_2 - N_1)\,\Phi + \frac{N_2}{\tau_{21}} - \frac{N_1}{\tau_{10}} \tag{2.38}$$

Для верхнего лазерного уровня (при условии очень быстрого распада энергетического уровня накачки $N_3 \approx 0$) имеет силу:

$$\frac{dN_2}{dt} = + \left|\frac{dN_1}{dt}\right|_a - \frac{N_2}{\tau_2} - \left|\frac{dN_2}{dt}\right|_i + W_p N_0$$

+ поглощение — спонтанное испускание –
— индуцированное испускание + скорость накачки

$$= -\sigma\, c\,(N_2 - N_1)\,\Phi - \frac{N_2}{\tau_2} + W_p N_0, \tag{2.39}$$

где W_p есть нормированная скорость накачки в 1/с. Произведение $W_p N_0$ показывает, сколько частиц за единицу времени и на единицу объема накачивается в верхний лазерный уровень. Величина $\tau_2 = (1/\tau_{21} + 1/\tau_{20})^{-1}$ есть время жизни на верхнем уровне E_2.

Сумма плотностей населенности равна плотности лазерных атомов — например, $1{,}4 \cdot 10^{20}$ см$^{-3}$ для лазера на иттрий-алюминиевом гранате, легированном неодимом (Nd: ИАГ):

$$N = N_0 + N_1 + N_2. \tag{2.40}$$

Уравнение для плотности фотонов $\Phi = \rho/HF$ выглядит так:

$$\frac{d\Phi}{dt} = -\left|\frac{dN_1}{dt}\right|_a + \frac{\eta N_2}{\tau_{21}} + \left|\frac{dN_2}{dt}\right|_i - \frac{\Phi}{\tau_r}$$

— поглощение + спонтанное испускание +
+ индуцированное испускание — излучение.

При этом η есть часть спонтанного излучения, выходящего в аксиальном направлении. Поскольку свет в лазере генерируется преимущественно посредством индуцированного испускания, то спонтанным испусканием можно, в принципе, пренебречь:

$$\frac{d\Phi}{dt} = \sigma\, c\,(N_2 - N_1)\Phi - \frac{\Phi}{\tau_r}. \tag{2.41}$$

Излучение и прочие потери резонатора характеризуются временем жизни фотона в резонаторе:

$$\tau_r = \frac{d}{c(1 - RT)}. \tag{2.42}$$

При этом длина d активной среды принимается равной длине резонатора.

При идеально функционирующем четырехуровневом лазере время жизни τ_{10} на нижнем уровне весьма коротко, так что $N_1 \approx 0$ и $N = N_0 + N_2$. Тогда имеет силу следующее:

$$\frac{dN_2}{dt} \approx W_p N_0 - \frac{N_2}{\tau_2} - N_2 \sigma c \Phi \tag{2.43}$$

$$\frac{d\Phi}{dt} \approx -\frac{\Phi}{\tau_r} + N_2 \sigma c \Phi \tag{2.44}$$

Эти уравнения представляют собой связную нелинейную систему, не имеющую общего простого решения. Поэтому сначала следует найти стационарное решение, а затем установить приближение для небольших динамических отклонений. Точные числовые решения в зависимости от времени приведены для импульсных лазеров в главе 17.

Стационарное решение скоростных уравнений

В стационарном случае при $\frac{d\Phi}{dt} = 0$ из уравнения (2.44) получается:

$$N_{2S} = \frac{1}{\tau_r c \sigma} = \frac{1 - RT}{\sigma d} \tag{2.45}$$

Это соответствует условию порогового значения (см. уравнение (2.31) при $N_1 \approx 0$. Стационарная плотность фотонов с $dN_2/dt = 0$ вытекает из уравнения (2.43):

$$\Phi_S = \frac{W_p N_{0S} - N_{2S}/\tau_2}{N_{2S} \sigma c}.$$

Подстановка уравнения (2.45) дает:

$$\Phi_S = \tau_r N_{0S} (W_p - W_E) \approx \tau_r N (W_p - W_E). \tag{2.46}$$

При этом стационарное число частиц в основном состоянии N_0 у многих четырехуровневых лазеров примерно равно общему числу частиц N, так как возбуждается лишь относительно небольшое число атомов. Используемая мощность накачки W_E выражена в уравнении (2.46) таким образом:

$$W_E = \frac{N_{2S}}{N_{0S}} \frac{1}{\tau_2}. \tag{2.47}$$

Это означает, что для достижения порога генерации лазера в верхний лазерный уровень должны быть накачаны атомы в количестве $W_E N_{0S} = N_{2S}/\tau_2$.

Согласно уравнению (2.46) плотность фотонов Φ_S выше пороговой мощности накачки W_E линейно возрастает по мере увеличения мощности накачки. Тогда для выходной мощности, излучаемой в плоскости поперечного сечения пучка, следует:

$$P = A (1 - R) HFc\Phi_S \sim W_p - W_E. \tag{2.48}$$

Подобная линейная зависимость наблюдается, например, у твердотельных лазеров, где W_p соответствует мощности, или энергии возбуждения источника света

накачки. Также и у полупроводниковых лазеров находит применение уравнение (2.48), причем там значение W_P пропорционально току возбуждения.

Уравнение (2.48) соответствует выведенному ранее уравнению (2.35), если предположить, что показатель усиления g_0 пропорционален мощности накачки W_p.

Слабые релаксационные колебания

Скоростные уравнения (2.43) и (2.44) для величины населенности N_2 верхнего лазерного уровня и плотности фотонов Ф приходится решать только в том случае, если обнаруживаются расхождения со стационарными значениями:

$$N_2 = N_{2S} + n, \quad N_0 = N_{0S} + n \tag{2.49}$$

$$\Phi = \Phi_S + \phi. \tag{2.50}$$

Такие отклонения имеют место, например, когда в лазере внезапно возникает кратковременное возмущение. Тогда встает вопрос, как быстро число фотонов вновь вернется к стационарному состоянию. Также и при включении лазеров возможны определенные неустановившиеся процессы.

Сначала отклонения n и ф от стационарных величин принимаются как малые значения. Затем путем подстановки уравнений (2.49) и (2.50) в уравнения (2.43) и (2.44) приближенно получаем:

$$\frac{dn}{dt} = -\left(W_p + \frac{1}{\tau_2} + \sigma c \Phi_S\right) n - N_{2S} c\sigma\varphi = -W_p\left(1 + \frac{N_{0S}}{N_{2S}}\right) n - \varphi/\tau_r \tag{2.51}$$

$$\frac{d\phi}{dt} = c\sigma\Phi_S n. \tag{2.52}$$

После исключения ϕ имеем:

$$\frac{d^2n}{dt^2} + 2\delta\frac{dn}{dt} + \omega^2 n = 0 \tag{2.53}$$

с декрементом затухания

$$\delta = \frac{1}{2}W_p\left(1 + \frac{N_{0S}}{N_{2S}}\right) \approx \frac{1}{2\tau_2}\cdot\frac{W_p}{W_E} \tag{2.54}$$

и частотой релаксации

$$\omega = \sqrt{\cos\Phi_S/\tau_r} = \sqrt{\frac{1}{\tau_2\tau_r}\left(\frac{W_P}{W_E} - 1\right)}. \tag{2.55}$$

В уравнении (2.54) принимается $N_{0S} >> N_{2S}$, как это обычно бывает у 4-уровневых лазеров. Уравнение (2.53) описывает затухающие колебания. Способ решения зависит от относительных величин Δ и ω. Значения Δ и ω должны быть поэтому определены для типовых газовых, твердотельных и диодных лазеров. Здесь принимается $W_p/W_E = 2$; τ_r вычисляется по уравнению (2.42); τ_2 берется из таблицы 2.1, а результаты для Δ и ω представлены в таблице 2.3.

Для $\Delta \geq \omega$, то есть для примера со стеклянным лазером, получаем решения согласно уравнению (2.53) с монотонным затуханием. При $\Delta < \omega$, то есть у твердотель-

ных лазеров Nd: ИАГ и диодных лазеров, получаются затухающие осцилляции для n:

$$n = n_{max} \exp(-\delta t)\cos\sqrt{\omega^2 - \delta^2 t}. \quad (2.56)$$

Таблица 2.3. Постоянные времени Δ и ω релаксации населенностей

Лазер	$\delta \approx 1/\tau_2$ (s^{-1})	R	d (см)	$1/\tau_r$ (s^{-1})	ω (Гц)	Колебание
He-Ne	10^8	0,99	10	$3 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^7$	нет
Nd: ИАГ	$4 \cdot 10^3$	0,5	10	$1{,}5 \cdot 10^9$	$4 \cdot 10^6$	да
GaAs	$2 \cdot 10^8$	0,3	0,02	10^{12}	$2 \cdot 10^{10}$	да

Для плотности фотонов имеют место, согласно уравнению (2.52), такие же осцилляции.

Сильные релаксационные колебания

Колебания плотности фотонов могут быть вычислены в уточненном приближении — также с помощью уравнения (2.44). При $N_2 = N_{2S} + n$ и $N_{2S}\sigma c = 1/\tau_r$ имеем:

$$\frac{d\Phi}{dt} = n\sigma c\Phi. \quad (2.57)$$

Уравнение (2.56) должно использоваться здесь без учета затухания:

$$n\,(\delta = 0) = n_{max} \cos \omega t. \quad (2.58)$$

В результате подстановки в (2.57) и интегрирования получаем:

$$\Phi = \Phi_S \exp\left(\frac{c\sigma}{\omega n_{max}} \sin \omega t\right). \quad (2.59)$$

Этот результат показывает, что релаксационные колебания в плотности фотонов при более точном вычислении не модулированы синусоидальным сигналом, а при достаточно больших флуктуациях n_{max} величины населенности плотность фотонов Φ обнаруживает пульсации в форме так называемых «пичков», амплитуда которых выражается посредством:

$$\Phi_{max} = \Phi_S \exp\left(\frac{c\sigma}{\omega} n_{max}\right) = \Phi_S \exp\left(\frac{p}{\omega\tau_r}\right) \quad \text{с} \quad p = \frac{n_{max}}{N_{2S}},$$

а ширина через:

$$t_S = 2\sqrt{\frac{2\ln 2}{\omega c\sigma n_{max}}} = 2\sqrt{\frac{2\ln 2\tau_r}{p\omega}}$$

В качестве примера получаем при $p = 1$ % и указанных выше численных значениях $\tau_r \approx 7 \cdot 10^{-10}$ сек и $\omega = 4 \cdot 10^6$ Гц максимальную плотность фотонов $\Phi_{max} = 40\Phi_S$ и ширину «пичков» $t_S = 3 \cdot 10^{-7}$ сек. Таким образом, незначительные флуктуации величины населенности приводят к заметным изменениям плотности фотонов и, следовательно, выходной мощности.

Появление релаксационных колебаний

Скоростные уравнения (2.43) и (2.44) используются с целью описания сильных релаксационных колебаний при включении лазеров непрерывного действия и для рассмотрения процесса излучения «пичков» у импульсных твердотельных лазеров. Необходимое для этого приближение представлено в уравнении (2.59). Однако для более точного описания требуются численные решения скоростных уравнений, которые подробно рассматриваются в главе 17.

Скоростные уравнения и соответствующие решения обсуждаются в этом разделе с плотной привязкой к условиям работы четырехуровневого твердотельного лазера — например, на иттрий-алюминиевом гранате, легированном неодимом. Но подобные скоростные уравнения могут быть составлены и для рубинового лазера, трехуровневого твердотельного лазера. Рубиновый лазер тоже демонстрирует отчетливый импульсный режим работы, частично хаотичные релаксационные колебания или пички.

Также и диодные лазеры обнаруживают релаксационные колебания, которые обязательно должны учитываться, например, при быстрой модуляции таких лазеров в целях передачи информации.

ЗАДАЧИ

2.1. В лазерном кристалле на стекле с неодимом длиной 5 см имеет место выходное излучение мощностью 1 Вт и 3 Вт. Каковы будут: **(а)** коэффициент усиления G и **(б)** дифференциальное усиление g?

2.2. Активная среда лазера обладает дифференциальным усилением 0,05 $см^{-1}$. Во сколько раз усилится свет после 12 см?

2.3. Гелий-неоновый лазер длиной 1 метр достигает коэффициента усиления $G = 1{,}1$. Каково здесь дифференциальное усиление?

2.4. Верхний уровень гелий-неонового лазера имеет время жизни 20 нс, а нижний уровень — 12 нс. Какова естественная ширина линии? Сравните полученное значение со столкновительным и доплеровским уширениями (см. данные в специальной литературе).

2.5. Вычислить доплеровское уширение в гелий-неоновом лазере (при 100 °С) и сравнить полученный результат с измеренной шириной линии 1,5 ГГц.

2.6. Лазер на красителе (родамине 6Ж) имеет ширину линии 80 ТГц. Центральная частота составляет 0,60 мкм. Вычислить максимальную и минимальную длину волны лазерного пучка.

2.7. Рассчитать оптимальный коэффициент отражения $R_{опт}$ выходного зеркала, который в случае лазера с однородным уширением линии и слабым усилением приводит к максимальной выходной мощности. Вычислите $R_{опт}$ числовым способом для непрерывно действующего малогабаритного лазера на алюмо-иттриевом гранате с $g_0 d = 0{,}2$; $T = 0{,}98$; $I_S = 10$ Вт/$см^2$. Укажите также плотность внутри- и внерезонаторной мощности и выходную мощность при площади поперечного сечения пучка 1 $мм^2$.

2.8. Каким минимальным коэффициентом отражения должны обладать зеркала гелий-неонового лазера длиной 50 см для возбуждения красной и зеленой линий? Дифференциальное усиление составляет 0,1 $м^{-1}$ и, соответственно, 0,005 $м^{-1}$.

2.9. Покажите, каким образом коэффициент усиления газов с неоднородным уширением в результате эффекта Доплера может быть выражен через гауссову функцию (см. уравнения 2.24 и 2.25). Ширина частоты усиления газовой частицы (масса m, резонансная частота ν_{12}) принимается как угодно малой. Следует исходить из распределения газовых частиц по Максвеллу, которое описывает число частиц с определенной постоянной скорости u:

$$p(u) \propto \exp\left(-\frac{mu^2}{2kT}\right).$$

2.10. Допустим, дана двухуровневая система (величины полной заселенности N_a, N_b), где энергетические уровни имеют g_a- и g_b-кратное вырождение. Требуется вычислить соотношение эффективных поперечных сечений и коэффициенты Эйнштейна для поглощения и индуцированного излучения. Каким будет это соотношение для перехода между основным состоянием и первым возбужденным состоянием атома водорода?

2.11. **(а)** Вычислить для четырехуровневого лазера в стационарном состоянии плотность населенности N_2 верхнего лазерного уровня при условии, что нижний лазерный уровень очень быстро распадается ($N_1 = 0$). При расчете можно воспользоваться уравнением (2.43). **(б)** Доказать правильность результатов уравнений (2.26) и (2.27).

ГЛАВА 3

ТИПЫ ЛАЗЕРОВ

Искусственно созданное слово «лазер» есть производное от английского «light amplification by stimulated emission of radiation» и означает основополагающий процесс «усиления света путем индуцированного испускания», ведущий к генерации лазерного излучения. Об индуцированном, или вынужденном испускании писал еще Эйнштейн в 1905 г. в связи с законом излучения Планка: атомы под воздействием внешнего излучения переходят в состояние с меньшей энергией, излучив при этом электромагнитные волны. Но только в 1960 г. удалось привлечь этот процесс для генерации когерентного излучения. Итак, усиливаемое излучение пропускают через среду, в которой с помощью вспомогательного излучения или другим путем создают избыточную по сравнению с равновесной концентрацию атомов других частиц или их систем на верхних энергетических уровнях, соответствующих возбужденным состояниям. Используемые до сих пор источники света — солнце, лампы накаливания и газоразрядные лампы — посылают свои лучи во все направления пространства с относительно неопределенной частотой, в то время как лазер, в отличие от них, излучает хорошо сфокусированный пучок с четко фиксированной частотой.

Ненаправленное излучение традиционных источников света является результатом статистического спонтанного излучения возбужденных атомов данного источника. У лазера же в результате индуцированного испускания излучение света атомов связывается, образуя почти плоскую световую волну с определенной частотой. Направление распространения этой волны задается двумя зеркалами, расположенными параллельно вдоль продольной оси лазерного вещества и образующими так называемый оптический резонатор.

Сегодня известны десятки тысяч самых разных лазерных переходов, генерирующих излучение в диапазоне длин волн от менее 0,01 мкм до более 1000 мкм и покрывающих, таким образом, спектральные области мягкого рентгеновского излучения, ультрафиолетового, видимого и инфракрасного излучения, а также диапазон миллиметровых волн.

В отличие от излучения обычных источников света, лазерный пучок отличается следующими свойствами:

— незначительной шириной спектральных линий,
— острой направленностью (малым углом расхождения),
— высокой интенсивностью излучения, или энергией пучка,
— способностью к генерации сверхкоротких световых импульсов.

Малая ширина спектральной линии объясняется высокой стабильностью частоты, монохроматичностью, или одноцветностью света, а также хорошей временной когерентностью. Острая направленность лазерного пучка означает малую угловую ширину и связана с высокой пространственной когерентностью.

Обзорная характеристика разных типов лазеров

Лазеры могут определяться на основе множества признаков, но чаще всего используется следующая классификация:

— твердотельные лазеры,
— жидкостные лазеры,
— газовые лазеры,
— лазеры на свободных электронах,

то есть по принципу агрегатного состояния лазерного вещества. Следует отметить, что подобная классификация имеет расхождения с той, что принята авторами данной книги.

Среди твердотельных лазеров особое значение имеют классические типы с оптической накачкой, а также полупроводниковые инжекционные лазеры. Из жидкостных исполнений широко распространены пока только лазеры на красителях.

Важнейшей проблемой при создании лазера является возбуждение активной среды, формирование так называемой инверсии населенностей, которая приводит к усилению света. Энергия, необходимая для возбуждения активной среды лазера, может подводиться самыми разными способами. Первый рубиновый лазер возбуждался путем облучения светом, что послужило примером для многих других лазеров. Подобные устройства называют лазерами с оптической накачкой. По такому принципу можно создавать системы с накачкой электронными лучами или иным корпускулярным излучением. Не следует путать их с лазерами на свободных электронах, у которых сами электроны являются лазерной средой. Газы могут возбуждаться на основе подачи электроэнергии, и тогда мы получаем класс газоразрядных лазеров. Прямое электрическое возбуждение возможно с применением полупроводников, в результате чего формируется группа инжекционных или диодных лазеров. Итак, по способу возбуждения лазерного вещества выделяются следующие типы лазеров:

— лазеры с оптической накачкой (возбуждение с помощью лампы-вспышки, лампы непрерывного горения, другого лазера, светодиода),
— лазеры с электронно-лучевой накачкой (представленные, например, специальными типами газовых и полупроводниковых лазеров),
— газоразрядные лазеры (например, в тлеющих разрядах, дуговых разрядах, разрядах на полых электродах),
— инжекционные, или диодные лазеры (с возбуждением за счет прохождения тока в полупроводнике),
— химические лазеры (с возбуждением на основе химической реакции),
— газодинамические лазеры (с созданием инверсии населенностей путем расширения горячих газов),
— лазеры с ядерной накачкой (с возбуждением посредством излучения из атомного реактора или в результате ядерного взрыва).

Разные лазерные системы обладают каждая своими особыми свойствами, причем усовершенствованные лазеры современного уровня характеризуется, в частности, следующими максимальными показателями:

— диапазон длин волн — от 10 нм до 1 мм
— стабильность частоты — 10^{15}

— мощность лазеров непрерывного действия 10^6 Вт
— пиковая мощность импульсных лазеров 10^{13} Вт
— максимальная интенсивность импульсных лазеров 10^{20} Вт/см^2
— наименьшая длительность импульса 10^{-15} сек

Приведенные данные относятся к периоду примерно 2000 года, но не следует забывать, что характеристики лазеров продолжали совершенствоваться все последующие годы. Впрочем, представленные показатели могут достигаться лишь отдельными, специально разработанными лазерными установками, имеющими значение преимущественно в сфере фундаментальных исследований. Для более широкого применения предлагаются не столь изысканные исполнения — так называемые коммерческие системы. Для правильного выбора наиболее подходящих лазеров имеет смысл остановиться сначала на их наиболее важных свойствах, к которым можно отнести, прежде всего, длину волны и выходную мощность. В следующих главах разные типы лазеров будут рассматриваться во всех подробностях.

3.1. Длины волн и выходные мощности

В таблице 3.1 приведены значения длин волн некоторых лазеров, предлагаемых разными производителями. На основе существующей техники преобразования частоты (например, ее удвоения, утроения и т.д. — см. здесь также главу 19) и с помощью перестраиваемых лазеров (см. п. 3.2) можно сегодня генерировать практически любую длину волны в диапазоне от 0,01 мкм до 1 мм. В таблице 3.1 названы исполнения лазеров, наиболее подходящие для определенных областей спектра.

Лазеры могут функционировать в импульсном или непрерывном режимах. (Вместо термина «непрерывный» часто используется обозначение «cw» — сокращение от англ. «continuous wave»).

Таблица 3.1. Коммерческие лазеры, классифицируемые по длине волны

Длина волны, мкм	Название и обозначение	Режим генерации, средняя мощность
0,152	Лазер на эксимере F_2	импульсный, несколько Вт
0,192	Лазер на эксимере ArF	импульсный, несколько Вт
0,222	Лазер на эксимере KrCl	импульсный, несколько Вт
0,248	Лазер на эксимере KrF	импульсный, несколько десятков Вт
0,266	Лазер на стекле с Nd, учетвер.	импульсный, несколько 0,1 Вт
0,308	Лазер на эксимере XeCl	импульсный, несколько десятков Вт
0,325	Лазер He-Cd	непрерывный, несколько мВт
0,337	Лазер N_2	импульсный, несколько 0,1 Вт
0,35	Лазер Ar+, Kr+	непрерывный, 2 Вт
0,351	Лазер на эксимере XeF	импульсный, несколько десятков Вт
0,355	Лазер на стекле с Nd, утроенн.	импульсный, несколько десятков Вт
0,38 ... 0,45	Диодный лазер GaInN	непрерывный, 10 мВт
0,3 1,0	Лазер на красителе	импульсный, несколько десятков Вт
0,4 ... 0,9	Лазер на красителе	непрерывный, несколько мВт

Таблица 3.1. Коммерческие лазеры, классифицируемые по длине волны (Окончание)

Длина волны, мкм	Название и обозначение	Режим генерации, средняя мощность
0,442	Лазер He-Cd	непрерывный, несколько десятков мВт
0,45 0,52	Лазер Ar+	непрерывный, от мВт до 30 Вт
0,51	Лазер Cu	импульсный, несколько десятков Вт
0,532	Лазер на Nd, удвоенн.	импульсный и непрерывный, несколько Вт, cw
0,543	Лазер He-Ne	непрерывный, несколько 0,1 мВт
0,578	Лазер Cu	импульсный, несколько десятков Вт
0,628	Лазер Au	импульсный, до 10 Вт
0,632	Лазер He-Ne	непрерывный, до 100 мВт
0,635...0,670	Диодный лазер InGaAsP	непрерывный, 10 мВт
0.647	Лазер Kr^+	непрерывный, несколько Вт
0,694	Рубиновый лазер	импульсный, несколько Вт
0,7 0,8	Лазер на александрите	импульсный, несколько Вт
0,7 1	Ti-сапфировый лазер	импульсный и непрерывный, несколько Вт
0,75 0,9	Диодный лазер GaAlAs	непрерывный и импульсный, до 1 Вт
0,8 ... 2,4	Cr:LiSAF и др. вибр. лазеры	непрерывный, около 1 Вт
1,06	Лазер на стекле с неодимом	непрерывный и импульсный, выше 1000 Вт cw
1,15	Лазер He-Ne	непрерывный, мВ
1,1 1,6	Диодный лазер InGaAsP	непрерывный и импульсный, мВт cw
1,3	Йодный лазер	импульсный
1,32	Лазер на стекле с неодимом	импульсный и непрерывный, несколько Вт cw
1,52	Лазер He-Ne	непрерывный, мВт
1,54	Стеклянный лазер Er	импульсный
1,73	Лазер Er	импульсный
2 ... 4	Лазер Xe-He	непрерывный, мВт
2,06	Лазер Ho	импульсный
2,3 3,3	Лазер на центрах окраски	непрерывный, мВт
2,6 ... 3,0	HF-лазер	непрерывный и импульсный, до 100 Вт cw
2,7 3,0	Диодный лазер на соли свинца	непрерывный, мВт
2,9	Лазер Er	импульсный
3,39	Лазер He-Ne	непрерывный, мВт
3,6 ... 4	Лазер DF	непрерывный и импульсный, до 100 Вт cw
5 ... 6	Лазер CO	непрерывный, 10 Вт
9 11	Лазер CO_2	непрерывный и импульсный, до нескольких кВт
5 ... 20	Диодный лазер на соли свинца	непрерывный, мВт
40 1 000	Лазер дальнего ИК-диапазона	непрерывный, до 1 Вт

В режиме «cw» мощность излучения указывается в ваттах. В отношении импульсного лазера можно привести несколько характерных параметров: энергия импульса W (в джоулях), длительность импульса τ и временной межимпульсный интервал T. Отсюда можно вычислить максимальную пиковую мощность P_{max}:

$$P_{max} = W/\tau. \tag{3.1}$$

Для средней мощности P получаем:

$$P = \frac{W}{T} = W f_P, \tag{3.2}$$

где f_P есть частота повторения импульсов.

Разные лазеры с учетом их активной среды классифицированы в таблице 3.2 как газовые, жидкостные и твердотельные лазеры. Важнейшими жидкими лазерными веществами являются красящие растворы, представляющие в таблице 3.2 класс жидкостных лазеров.

Лазеры на стекле рассчитаны преимущественно на электрический способ по принципу газового разряда, исключая длинноволновые молекулярные лазеры, которые в большинстве случаев предусмотрены для оптической накачки лазерами CO_2. Твердотельные лазеры и лазеры на красителях имеют оптическую накачку с помощью газоразрядных ламп или других лазеров. Накачка самого популярного из твердотельных исполнений — лазера на алюмоиттриевом гранате, легированном неодимом (Nd: ИАГ), происходит, например, в непрерывном режиме с помощью дуговых газоразрядных ламп с криптоновым наполнением, а в импульсном режиме — посредством ксеноновых ламп-вспышек. Лазеры на красителях чаще всего имеют оптическую накачку с помощью ионных лазеров на инертном газе либо лазеров на эксимере. Инжекционные полупроводниковые лазеры, именуемые часто просто полупроводниковыми или диодными лазерами, образуют особый класс твердотельных лазеров. Здесь имеет место прямое электрическое возбуждение, то есть преобразование электрической энергии в свет без газового разряда. Благодаря такому непосредственному преобразованию указанные системы обладают весьма высоким коэффициентом полезного действия. Они, кроме прочего, относительно просты в исполнении и отличаются компактной конструкцией. Недостатком коммерческих диодных лазеров — по сравнению с газовыми и твердотельными устройствами — является большая расходимость пучка и значительная спектральная ширина выводимого излучения, а также ограниченный пока спектр светового излучения — желтый, красный до инфракрасного. Между тем, в Японии уже были успешно опробованы диодные лазеры зеленой, синей и ультрафиолетовой областей спектра. Вся видимая и ультрафиолетовая области спектра не могут покрываться инжекционными полупроводниковыми лазерами. Если же эти свойства не столь важны для конкретного применения, то полупроводниковые лазеры — благодаря своей компактности и высокому кпд — обычно предпочитаются всем прочим типам.

3.2. Перестраиваемые лазеры

Все лазеры могут перестраиваться по частоте в пределах определенного диапазона Δf. Путем дифференцирования уравнения $f = c/\lambda$ получаем:

$$\frac{\Delta f}{f} = -\frac{\Delta\lambda}{\lambda}, \qquad (3.3)$$

где $\Delta\lambda$ есть перестраиваемый диапазон длин волн, а f и λ показывают среднюю частоту и, соответственно, среднюю длину волны.

У классического гелий-неонового лазера ширина полосы частот составляет около $\Delta f = 10^9$ Гц при центральной частоте порядка $f = 5 \cdot 10^{14}$ Гц. Относительный диапазон перестройки достигает, таким образом, $\Delta f/f = 2 \cdot 10^{-6}$. Вообще, о перестраиваемом лазере в узком смысле можно говорить лишь в том случае, когда $\Delta f/f$ показывает значительно более широкий диапазон:

$$\Delta f/f = |\Delta\lambda/\lambda| = \text{от } 10^{-2} \text{ до } 10^{-1}.$$

Подобные перестраиваемые лазеры представлены на рис.3.1. Разные системы более подробно описываются затем в следующих разделах.

Из существующих на настоящее время перестраиваемых лазерных систем самыми распространенными считаются лазеры на красителях. На основе разных красящих растворов может генерироваться ультрафиолетовое, видимое и инфракрасное излучение с длиной волны от 0,3 до 1,5 мкм. Диапазон перестройки находится на уровне примерно $\Delta f/f = 5...\ 15\ \%$. Лазеры на красителях могут иметь оптическую накачку с использованием лампы-вспышки. Однако излучение более высокого качества достигается при возбуждении с помощью твердотельных или газовых лазеров, так что в результате получаются устройства комбинированного типа.

Подобным образом конструируются и лазеры на центрах окраски, рекомендуемые, прежде всего, для ближнего ИК-диапазона до 3 мкм. В качестве лазерной среды здесь находит применение поваренная соль и прочие кристаллы щелочных галогенидов с разными примесными центрами.

Поскольку некоторые красители и центры окраски порой не очень устойчивы в качестве лазерных веществ, разрабатываются твердотельные лазеры с использованием оксидных и фторидных кристаллов, легированных ионами разных металлов. Самым известным из таких лазеров является титан-сапфировый (Ti: Al_2O_3), обладающий широким диапазоном перестройки от 700 до 1050 нм и более высоким коэффициентом полезного действия, чем лазер на красителе. В ближнем ИК-диапазоне выше 700 нм подобные твердотельные лазеры практически вытеснили лазеры на красителях и лазеры на центрах окраски. Следует, однако, отметить, что до сих пор не существует лазера такого типа для видимой области спектра.

В качестве перестраиваемых источников для ультрафиолетовой области спектра предлагаются лазеры на эксимере, обладающие, впрочем, весьма малыми относительными диапазонами перестройки — всего до 1 %. Для получения более широких диапазонов предлагается обратиться к длинноволновым перестраиваемым лазерам, допускающим удвоение частоты. Существуют и другие способы эффективного преобразования частоты.

Для среднего и дальнего ИК-диапазонов рекомендуются молекулярные лазеры, многочисленные линии которых позволяют осуществлять перестройку в прерывистом режиме — от линии к линии. При высоких давлениях имеет место сильное уширение линий, так что они накладываются друг на друга, что в итоге обеспечивает непрерывную перестройку.

Таблица 3.2. Длины волн λ, достижимые выходные cw-мощности *P*, энергия импульсов *W* и длительность импульсов τ наиболее популярных лазеров

Название лазера	Среда	л (мкм)	*P* (ватт)	*W* (джоулей)	ф
Стеклянные лазеры					
Лазер на эксимере	ArF	0,19		0,4	20 нс
	KrF	0,25 (газовый разряд)		0,3	10 нс
		(электронный луч)		100	1 мкс
	XeCl	0,308		1	20 нс
Азотный лазер	N_2	0,34		0,01	1 нс
He-Cd-лазер	Cd	0,32 ... 0,44	0,05		
Ионный лазер на инертном газе	Kr	0,33 1,09	10		
	Ar	0,35 ... 0,53	20		
Лазер на парах меди	Cu	0,51; 0,58		0,002	20 нс
Гелий-неоновый лазер	Ne	0,63; 1,15; 3,39	0,05		
HF-лазер	NF	2,5 ... 4	10 000	1	1 мкс
CO-лазер	CO	5 ... 7	20	0,04	1 мкс
CO_2-лазер	CO_2	9 11	15 000	10 000	10 нс
Молекулярный лазер с оптической накачкой	H_2O	28; 78; 118	0,01	10^{-5}	30 мкс
	CH_3OH	40 ... 1200	0,1	0,001	100 мкс
	HCN	331; 337	1	0,001	30 мкс
Твердотельные лазеры					
Рубиновый лазер	Cr: Al_2O_3	0,69		400	10 пс
Лазер на александрите	Cr:$BeAl_2O_4$	0,7 ... 0,8		1	10 мкс
Титан-сапфировый лазер	Ti: Al_2O_3	0,7 1,0	50		6 фс
Вибр. твердот. лазер		0,8 ... 2,5			
Стеклянный лазер	стекло	1,06	1 000	1 пс	
	с Nd	0,21; 0,27; 0,36; 0,53			
		(с умножением частоты)			
Лазер на алюмо-	Nd: ИАГ.	1,06	1000	400	10 пс
иттриевом гранате с Nd	1,05 ... 1,32	(7 линий с перестраивающими элементами)			
Гольмиевый лазер	Ho: YLF	2,06	5	0,1	100 мкс
Эрбиевый лазер	Er: YAG	2,94	1	1	100 мкс
Лазер на центрах окраски	KCl и др.	1 ... 3,3	0,1		
Лазеры на красителях		0,4 ... 0,8	1	25	6 фс
		0,05 ... 12 (с преобразованием частоты)			
Полупроводниковые инжекционные лазеры					
Нитрид-галлиевый лазер	GaN	0,38 ...			
Селенид-цинковый лазер	ZnSe	0,42 ... 0,5			
	GaAlAs	0,7 ... 0,9	10		5 пс
Арсенид-галлиевый лазер	GaAs	0,904			
	InGaAsP	0,63 ... 2			
Лазер на соли свинца	PbCdS	3 ... 4	0,001		
	PbSSe	4 ... 8			
	PbSnTe	7 ... 30			

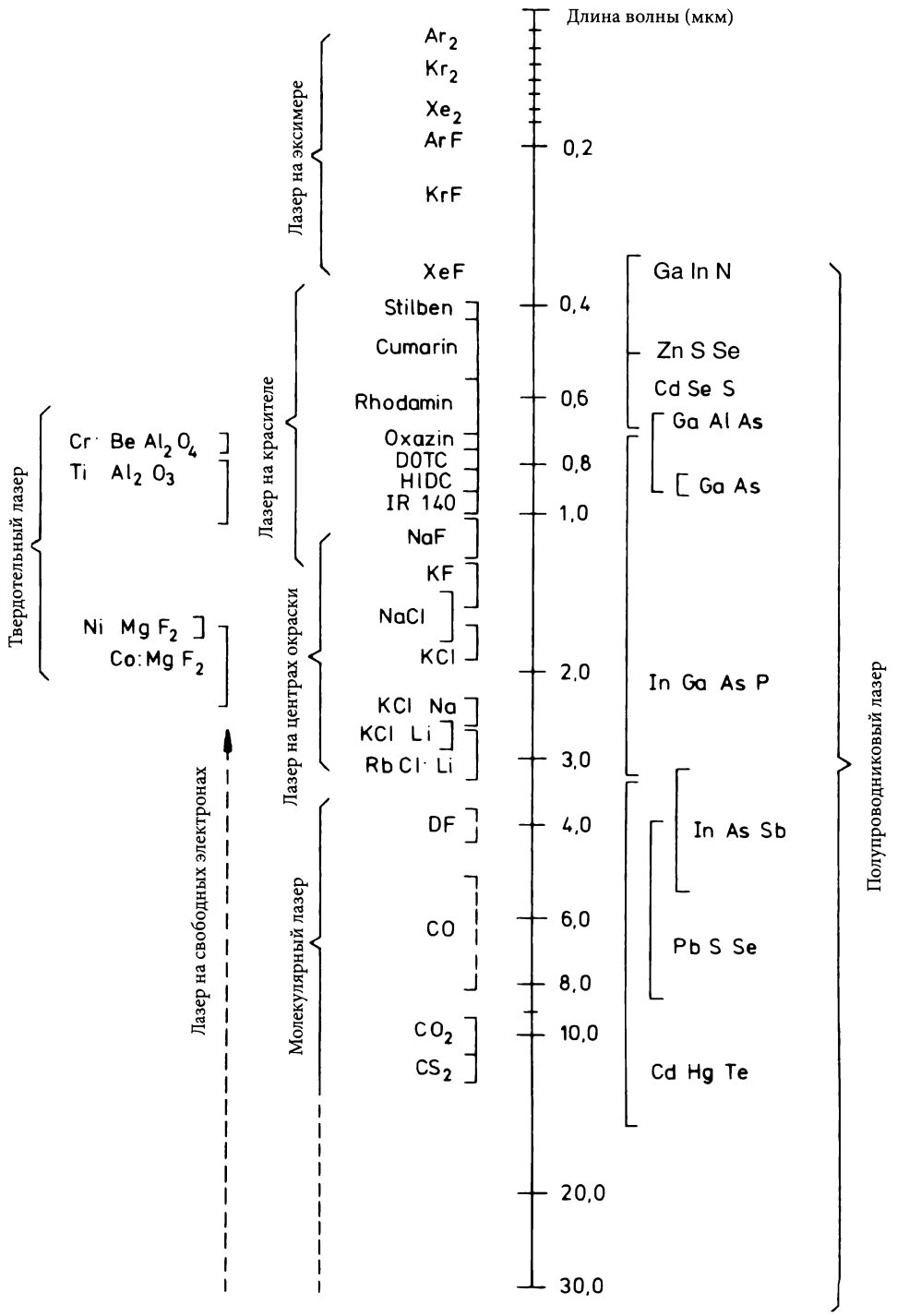


Рис. 3.1. Непрерывно перестраиваемые лазеры

Полупроводниковые лазеры могут перестраиваться путем изменения тока возбуждения либо варьирования температуры, причем достигается перестройка в диапазоне от 0,1 до 1 %. Посредством лазерных диодов из разных материалов или систем с примесными кристаллами удается покрыть диапазон от 0,38 до 30 мкм.

3.3. Лазеры, стабильные по частоте

Лазеры фиксированной частоты могут изменяться по частоте на основе нелинейно-оптических методов. Удвоение и умножение частоты достигается, например, с помощью подходящих нелинейных кристаллов. Пользуясь параметрическим генератором, удается получить непрерывную перестройку частоты, как это подробно описывается в п.19.4.

Для применения, например, в интерферометрической измерительной технике и голографии требуются лазеры с особенно длинными волнами и достаточно стабильной частотой. Тема теоретически достижимой стабильности частоты обсуждается в главе 20. В принципе, любой лазер может быть в той или иной степени стабилизирован по частоте его излучения. Так, часто используются гелий-неоновые и ионные аргоновые лазеры с регулируемым расстоянием между зеркалами, чем обеспечивается постоянная частота излучения.

Способы стабилизации значительно усовершенствовались за последние годы и позволяют даже осуществлять привязку частоты лазеров к цезиевым атомным часам (^{133}Cs). Эти часы обладают относительной погрешностью на уровне всего $\Delta f/f = \pm 10^{-14}$, так что частота соответствующим образом стабилизированного лазера может указываться с такой же малой точностью. Так как скорость света с 1983 года «установлена» как $c = 299\,792\,458$ м/с, длина волны тоже определяется в лучшем случае с погрешностью всего $\pm 10^{-14}$. Это касается абсолютных величин частоты и длины волны. Частота лазера может стабилизироваться с еще более высокой точностью, но тогда невозможно будет сказать, какова ее абсолютная величина. В этом относительном смысле достижима стабильность частоты 10^{15} и даже лучше. Лазер красной области спектра с длиной волны 600 нм и частотой $5 \cdot 10^{14}$ удается стабилизировать до уровня ниже 0,5 Гц.

Для большинства областей применения обычно не требуется столь высокой стабилизации частоты, связанной, между прочим, со значительными техническими затратами. Но с помощью ряда достаточно простых мер по стабилизации можно добиться практически любой желаемой точности частоты до указанного выше предела.

3.4. Высокомощные лазеры

Следует различать данные мощности для непрерывных и импульсных систем, причем в импульсном режиме генерации, как правило, достигаются значительно более высокие показатели.

Чаще всего используются такие высокомощные установки3, как CO_2- и твердотельные лазеры, особенно Nd: ИАГ-лазер (на алюмоиттриевом гранате, легиро-

ванном неодимом), которые находят широкое применение, в частности, в обработке материалов, а при меньшей мощности — в хирургии. Обычные CO_2-лазеры коммерческого назначения с длиной волны 10,6 мкм приближаются к диапазону мощности в 100 кВт, в то время как Nd: ИАГ-лазеры с длиной волны 1,06 мкм предлагаются с мощностями порядка 5 кВт. Излучение Nd: ИАГ-лазера можно передавать через стеклянные лазеры, что дает значительное преимущество по сравнению с CO_2-лазерами.

С помощью импульсных лазеров на стекле с неодимом в период их максимальных мощностей достигается около 10 тераватт (ТВт) = 10^{13} ватт с длительностью излучения порядка 1 нс = 10^{-9} сек. Столь высокие мощности необходимы, например, для предварительных исследований в сфере инициированного лазерным излучением ядерного синтеза и могут быть реализованы лишь в немногих лабораториях мира, так как для этой цели требуются очень большие установки. При изучении ядерного синтеза используются также крупные CO_2- и йодные лазерные системы. Подобные высокие импульсные мощности получают и с помощью лазеров со сверхкороткими импульсами (например, на Ti-сапфире) при длительности импульсов до единиц пикосекунд (пс) и фемтосекунд (фс).

При стандартном настольном исполнении можно с помощью твердотельных лазеров реализовать в импульсном режиме мощности в несколько гигаватт (ГВт) = 10^9 ватт.

Лазеры на эксимере получили в последнее время бурное развитие, так что сейчас у них вполне достижимы такие же средние мощности, что и с помощью твердотельных лазеров. Напомним, однако, что здесь пока возможен исключительно импульсный режим работы. К преимуществам же можно отнести значительно более короткую длину волны, благодаря чему удается эффективно влиять на механизмы взаимодействия лазерного излучения с обрабатываемыми материалами. В то время как, например, в сфере обработки материалов с применением твердотельных и CO_2-лазеров особую роль играют преимущественно тепловые процессы, в случае лазеров на эксимере возможно прямое разрушение химических связей. В результате этого удается в пластмассах или в глазу пациента выполнять чрезвычайно тонкие разрезы — без термического изменения материала рядом с краем разреза.

Максимальные непрерывные мощности в несколько мегаватт (МВт) = 10^6 ватт достигаются химическими HF- или DF-лазерами. Установки такого рода создаются, в частности, для проведения исследований в области ракетного оружия, на практике же почти не находят применения. Также и другие лазерные системы (например, лазеры на свободных электронах) в рамках военной программы запроектированы с расчетом на высокие мощности, но дальнейшего распространения пока не получили.

Широкое и разнообразное применение должны найти в будущем высокомощные полупроводниковые лазеры — не в последнюю очередь, благодаря их компактному исполнению, высокому кпд и длине волны около 800 нм, что весьма удобно при передаче информации по стекловолокнам. До сих пор достигались мощности порядка 1 кВт. Получаемая при этом расходимость пучка пока еще довольно велика, то есть качество излучения остается невысоким. Тем не менее, и здесь уже есть обнадеживающие результаты, позволяющие рассчитывать на неплохую перспективу.

3.5. Сверхкороткие световые импульсы

Лазеры (например, с длиной волны 800 нм) могут генерировать сверхкороткие световые импульсы — до 1 фемтосекунды (фс): 10^{-15} сек.

Спектральный анализ короткого импульса дает полосу частот Δf, связанную с шириной импульса τ посредством следующего уравнения:

$$\tau = \geq \frac{1}{2\pi\Delta f}. \tag{3.4}$$

Вместо множителя $1/2\pi$ здесь иногда выбирается зависимая от формы импульса постоянная, которая может принимать значения от 0,1 до 1. В результате генерации высших гармоник в газах могут быть представлены еще более короткие импульсы — в аттосекундном диапазоне (1 ас = 10^{-18} сек), причем энергия фотона примерно равна 100 эВ, а длина волны составляет около 15 нм.

Отсюда следует, что для генерации короткого светового импульса годятся только лазеры, обладающие широкими спектральными зонами излучения. По этой причине в настоящее время самые короткие импульсы генерируются Ti-сапфировыми лазерами (раньше — лазерами на красителях), накачка которых осуществляется с помощью лазеров на неодимовом стекле с удвоенной частотой либо аргоновых лазеров в зеленой области спектра. Титан-сапфировый лазер функционирует не на основе определенной частоты излучения, а на выводе множества продольных мод, что дает широкий спектр частот. В силу пассивной синхронизации мод (см. главу 17) устанавливается единая фаза мод, так что вследствие перекрытия получается короткий импульс шириной всего в несколько фемтосекунд. С лазерами на красителях возможно достижение длительности импульсов порядка 20 фс. Для дальнейшего укорочения импульсов можно прибегнуть к их сжатию (см. здесь п.17.5).

Также и на основе синхронизации мод других лазеров могут генерироваться короткие световые импульсы, но — при малой ширине линий — получаемая длительность импульсов будет больше. С помощью лазеров на стекле с неодимом возможно достижение длительности импульсов порядка 10^{-12} секунды = 1 пикосекунды (пс), а посредством газовых лазеров — до 100 пс.

Короткие лазерные импульсы позволяют изучение быстро протекающих процессов — в биологии, химии и технике. Здесь уместно вспомнить о временной микроскопии высокого разрешения. В фемтосекундном диапазоне разработанные для этой цели методы не имеют себе равных, поскольку электрическая измерительная техника ограничена пикосекундными единицами и более долгим временем срабатывания.

3.6. Параметры лазеров

Наряду с такими характеристиками лазеров, как:

- длина волны, частота,
- мощность, энергия и
- длительность импульсов, имеются и другие важные параметры, которые будут рассмотрены ниже. Это:

— коэффициент полезного действия, технические затраты,
— профиль пучка, структура поперечных мод, пространственная когерентность,
— расходимость пучка, фокусируемость и
— поляризация,

немаловажное значение имеют и свойства стабилизации, подробно рассматриваемые в главе 20:

— стабильность амплитуды (кратковременные флуктуации, долговременный дрейф непрерывных лазеров),
— амплитуды импульсов, длительность импульсов и изменения формы импульсов у импульсных лазеров, колебания частоты следования импульсов («дрожание»),
— стабильность частоты, ширина линии, временная когерентность,
— стабилизация по направлению, стабилизация по поляризации.

Знание перечисленных параметров абсолютно необходимо для практического применения лазеров, ибо только при этом условии можно надеяться на удовлетворительные результаты. Помимо прочего, обязательным является принятие во внимание и ряда экономических факторов, в том числе: расходы на приобретение материалов и техническое обслуживание, срок службы, необходимые профилактические работы и т. п.

Лазеры с самыми разными свойствами производятся и продаются многочисленными фирмами. Обзор поступающих на рынок предложений можно получить из указанных в списке литературы специальных журналов, где практически ежегодно публикуются спецификации лазерных установок и принадлежностей с указанием их производителей.

Конструктивное исполнение лазеров требует владения ноу-хау из области точной механики, оптики и электроники, а в случае газовых лазеров — еще и опыта работы с вакуумной техникой. При наличии такого уровня знаний вполне можно попытаться изготовить лазер собственными силами. Более затратная технология потребуется для выращивания лазерных кристаллов, а также изготовления полупроводниковых слоев для инжекционных лазеров. Понятно, что создание крупных и надежно работающих лазерных установок возможно только промышленными методами.

Приведенные далее главы посвящены подробному обсуждению всех типов лазеров. Так, газовые лазеры способны функционировать в очень широком диапазоне длин волн — от дальнего ИК-диапазона до зоны мягкого рентгеновского излучения. Для разных областей спектра выбираются подходящие газы, содержащие следующие частицы:

Инфракрасное излучение	Молекулы, вращательные и колебательные переходы (см. главу 6), атомы
Видимое излучение	Атомы и ионы, электронные переходы (главы 4 и 5)
Ультрафиолетовое излучение	Молекулы, электронные переходы (глава 7)
Рентгеновское излучение	Ионы, электронные переходы (главы 5 и 11)

По сравнению с ними, твердотельные, полупроводниковые лазеры и лазеры на красителях (главы 9–10) ограничены преимущественно областями спектра от видимого до инфракрасного. Электронно-лучевые лазеры (глава 11), в общем, пригодны для столь же широкой области спектра, что и газовые лазеры, но до сих пор с их помощью удавалось получить излучение лишь в ограниченных видимых и инфракрасных областях спектра.

ЗАДАЧИ

3.1. Твердотельный лазер посылает импульсы длительностью 0,5 мс с 10 мДж. **(а)** Какова будет импульсная мощность? **(б)** Как возрастет импульсная мощность при укорочении импульсов до 5 нс (модуляция добротности)? **(в)** Какова величина средней мощности при частоте повторения импульсов 100 Гц?

3.2. Докажите уравнение $\Delta f/f = -\Delta\lambda/\lambda$.

3.3. Как велики относительные диапазоны перестройки **(а)** аргонового лазера и **(б)** лазера на красителе? Используйте таблицу 2.2.

3.4. Какой должна быть мощность импульсного твердотельного лазера, фокусируемого на диаметр 5 мкм, чтобы возникла напряженность поля 10^{10} В/см? (Это значение превышает напряженность поля, воздействующего в атомах на электроны).

3.5. Какова самая малая длительность импульсов τ, генерируемых лазером на красителе (см. таблицу 2.2)?

ГЛАВА 4

ЛАЗЕРНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМАХ

Атомы излучают множество линий в видимой области спектра. В качестве примера можно привести серию Бальмера по водороду (рис.1.5) с длинами волн от 365 до 656 нм. Хотя атомы водорода до сих не проявляли себя в качестве хороших лазерных сред, схема их энергетических уровней и видимый диапазон длин излучаемых волн можно считать в высшей степени характерными, в том числе и для других атомов. Причина плохой пригодности H-атомов в качестве активных сред лазера состоит в том, что водород при нормальных температурах образует устойчивые молекулы H_2, которые приходится диссоциировать в газовом разряде только с целью формирования атомов водорода. Для генерации видимого излучения вполне годятся инертные газы (He, Ne, Ar, Kr, Xe), поскольку они представлены в атомарной форме.

Наряду с линиями в видимом диапазоне, атом водорода излучает также ультрафиолетовый свет, но соответствующие переходы (серия Лаймана) заканчиваются в основном состоянии, которое не подходит в качестве нижнего лазерного уровня в силу его высокой населенности. Это касается и спектров других атомов, так что генерация коротковолнового лазерного излучения затруднена переходами в его основные состояния.

Помимо этого, имеются многочисленные инфракрасные переходы (серия Пашена и др.). Но линии излучения обладают — по сравнению с энергией возбуждения верхнего лазерного уровня — недостаточной энергией фотонов, так что квантовая эффективность слишком мала для генерации инфракрасного видимого излучения. Инфракрасный свет лучше генерируется молекулами (см. главу 6), поскольку в этом случае светоизлучающие состояния совсем немного отстоят от основного состояния.

Итак, пример схемы энергетических уровней атома водорода (рис.1.5 и 1.6) наглядно демонстрирует, почему атомарные газы находят применение, прежде всего, при создании лазеров для видимой области спектра.

4.1. Гелий-неоновые лазеры

Гелий-неоновый лазер — наряду с диодным или полупроводниковым — относится к числу наиболее часто используемых и самых приемлемых по цене лазеров для видимой области спектра. Мощность лазерных систем такого рода, предназначенных, в основном, для коммерческих целей, находится в диапазоне от 1 мВт до нескольких десятков мВт. Особенно популярны не столь мощные He-Ne-лазеры порядка 1 мВт, которые используют, главным образом, в качестве юстировочных устройств, а также для решения иных задач в сфере измерительной техники. В ин-

фракрасном и красном диапазонах гелий-неоновый лазер все чаще вытесняется диодным лазером. He-Ne-лазеры способны, наряду с красными линиями, излучать также оранжевые, желтые и зеленые, что достигается благодаря соответствующим селективным зеркалам.

Схема энергетических уровней

Важнейшие для функции He-Ne-лазеров энергетические уровни гелия и неона представлены на рис. 4.1. Лазерные переходы осуществляются в атоме неона, причем самые интенсивные линии получаются в результате переходов с длиной волн 633, 1153 и 3391 (см. таблицу 4.1).

Электронная конфигурация неона в основном состоянии выглядит так: $1s^2 2s^2 2p^6$, причем первая оболочка ($n=1$) и вторая оболочка ($n=2$) заполнены соответственно двумя и восемью электронами. Более высокие состояния по рис. 4.1 возникают в результате того, что здесь имеется $1s^2 2s^2 2p^5$-оболочка, и светящийся (оптический) электрон возбуждается согласно схеме: $3s$, $4s$, $5s$,..., $3p$, $4p$,... и т. д. Речь идет, следовательно, об одноэлектронном состоянии, осуществляющим связь с оболочкой. В схеме LS (Рассела — Саундерса) для энергетических уровней неона указано одноэлектронное состояние (например, $5s$), а также результирующий полный орбитальный момент L (= S, P, D,...). В обозначениях S, P, D,... нижний индекс показывает полный орбитальный момент J, а верхний — мультиплетность $2S+1$, например, $5s^1P_1$ (см. главу 1). Нередко используется чисто феноменологическое обозначение по Пашену (рис. 4.1). При этом счет подуровней возбужденных электронных состояний ведется от 2 до 5 (для s-состояний) и от 1 до 10 (для p-состояний).

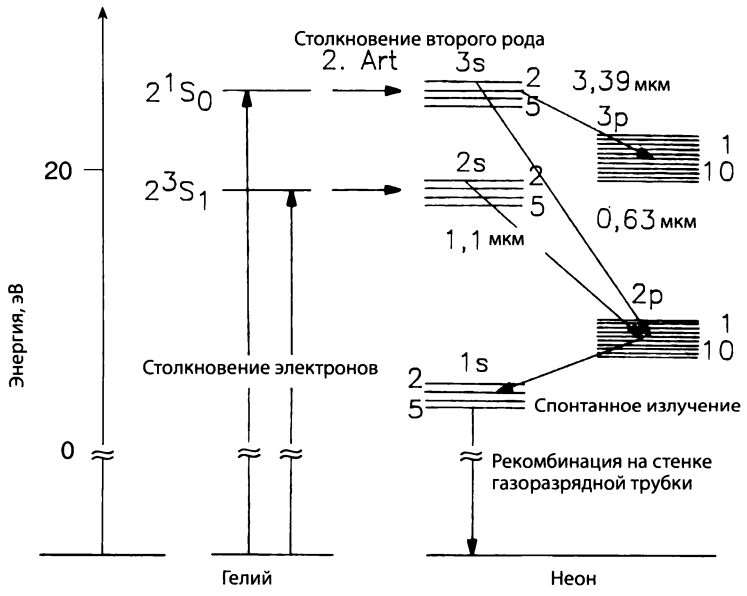


Рис. 4.1. Схема энергетических уровней He-Ne-лазера. У неона уровни обозначены по Пашену, то есть: 3s2, 3s3, 3s4, 3s5 и т. д.

Таблица 4.1. Обозначения переходов интенсивных линий He-Ne-лазера

Схема связи LS	Обозначение по Пашену	Длины волн
$5s^1P_1 \rightarrow 4p^3P_2$	$3s_2 \rightarrow 3p_4$	3,391 мкм (инфракрасный диапазон)
$4s^1P_1 \rightarrow 3p^3P_2$	$2s_2 \rightarrow 2p_4$	1,153 мкм (инфракрасный диапазон)
$5s^1P_1 \rightarrow 3p^3P_2$	$3s_2 \rightarrow 2p_4$	0,633 мкм (красный диапазон)

Возбуждение

Активная среда гелий-неонового лазера представляет собой газовую смесь, к которой в электрическом разряде подается необходимая энергия. Верхние лазерные уровни (2*s* и 2*p* по Пашену) избирательно заселяются на основе столкновений с метастабильными атомами гелия (2^3S_1, 2^1S_0). При этих столкновениях происходит не только обмен кинетической энергией, но и передача энергии возбужденных атомов гелия атомам неона. Этот процесс называют столкновением второго рода:

$$He^* + Ne \rightarrow He + Ne^* + \Delta E, \quad (4.1)$$

где звездочка (*) символизирует именно возбужденное состояние. Разность энергий составляет в случае возбуждения 2*s*-уровня: $\Delta E = 0{,}05$ эВ. При столкновении имеющаяся разность преобразуется в кинетическую энергию, которая затем распределяется в виде тепла. Для 3*s*-уровня имеют место идентичные отношения. Такая резонансная передача энергии от гелия к неону и есть основной процесс накачки при создании инверсии населенностей. При этом долгое время жизни метастабильного состояния Не благоприятно сказывается на селективности заселения верхнего лазерного уровня.

Возбуждение Не-атомов происходит на основе соударения электронов — либо непосредственно, либо через дополнительные каскадные переходы из вышележащих уровней. Благодаря долгоживущим метастабильным состояниям плотность атомов гелия в этих состояниях весьма велика. Верхние лазерные уровни 2*s* и 3*s* могут — с учетом правил отбора для электрических доплеровских переходов — переходить только в нижележащие *p*-уровни. Для успешного генерирования лазерного излучения крайне важно, что время жизни *s*-состояний (верхний лазерный уровень) = примерно 100 нс, превышает время жизни *p*-состояний (нижний лазерный уровень) = 10 нс.

Длины волн

Далее мы более детально рассмотрим важнейшие лазерные переходы, используя рис. 4.1 и данные из таблицы 4.1. Самая известная линия в красной области спектра (0,63 мкм) возникает вследствие перехода $3s_2 \rightarrow 2p_4$. Нижний уровень расщепляется в результате спонтанного излучения в течение 10 нс в 1*s*-уровень (рис. 4.1). Последний устойчив к расщеплению благодаря электрическому дипольному излучению, так что для него характерна долгая естественная жизнь. Поэтому атомы концентрируются в данном состоянии, которое оказывается высоконаселенным. В газовом разряде атомы в таком состоянии сталкиваются с электронами, и тогда вновь происходит возбуждение 2*p*- и 3*s*-уровней. При этом уменьшается инверсия населенностей, что ограничивает мощность лазера.

Опустошение 1*s*-состояния осуществляется в гелий-неоновых лазерах преимущественно из-за столкновений со стенкой газоразрядной трубки, в связи с чем при увеличении диаметра трубки отмечается снижение усиления и понижение кпд. Поэтому на практике диаметр ограничивается примерно 1 мм, что, в свою очередь, приводит к ограничению выходной мощности He-Ne-лазеров несколькими десятками мВт.

Участвующие в лазерном переходе электронные конфигурации 2*s*, 3*s*, 2*p* и 3*p* расщепляются в многочисленные подуровни. Это приводит, например, к дальнейшим переходам в видимой области спектра, как видно из таблицы 4.2. При всех видимых линиях He-Ne-лазера квантовая эффективность составляет пор ядка 10 %, что не так уж много. Схема уровней (рис. 4.1) показывает, что верхние лазерные уровни располагаются примерно на 20 эВ выше основного состояния. Энергия же красного лазерного излучения составляет всего 2 эВ.

Таблица 4.2. Длины волн λ, выходные мощности и ширина линий Δf He-Ne-лазера (обозначения переходов по Пашену)

Цвет	λ нм	Переход (по Пашену)	Мощность мВт	Δf МГц	Усиление %/м
Инфракрасный	3 391	$3s_2 \rightarrow 3p_4$	> 10	280	10 000
Инфракрасный	1 523	$2s_2 \rightarrow 2p_1$	1	625	
Инфракрасный	1 153	$2s_2 \rightarrow 2p_4$	1	825	
Красный	640	$3s_2 \rightarrow 2p_2$			
Красный	635	$3s_2 \rightarrow 2p_3$			
Красный	633	$3s_2 \rightarrow 2p_4$	> 10	1 500	10
Красный	629	$3s_2 \rightarrow 2p_5$			
Оранжевый	612	$3s_2 \rightarrow 2p_6$	1	1 550	1,7
Оранжевый	604	$3s_2 \rightarrow 2p_7$			
Желтый	594	$3s_2 \rightarrow 2p_8$	1	1 600	0,5
Желтый	543	$3s_2 \rightarrow 2p_{10}$	1	1 750	0,5

Излучение в инфракрасном диапазоне около 1,157 мкм возникает посредством переходов $2s \rightarrow 2p$. То же самое относится к несколько более слабой линии примерно 1,512 мкм. Обе эти инфракрасных линии находят применение в лазерах коммерческого назначения.

Характерной особенностью линии в ИК-диапазоне при 3,391 мкм является высокое усиление. В зоне слабых сигналов, то есть при однократном прохождении слабых световых сигналов, оно составляет порядка 20 дБ/м. Это соответствует коэффициенту 100 для лазера длиной в 1 метр. Верхний лазерный уровень такой же, как и при известном красном переходе (0,63 мкм). Высокое усиление, с одной стороны, вызвано крайне коротким временем жизни на нижнем 3*p*-уровне. С другой стороны, это объясняется относительно большой длиной волны и, соответственно, низкой частотой излучения. Обычно соотношение вынужденного и спонтанного излучений увеличивается для низких частот f. Усиление слабых сигналов g, как правило, пропорционально $g \sim f^2$.

Без селективных элементов излучение гелий-неонового лазера происходило бы на линии 3,39 мкм, а не в красной области при 0,63 мкм. Возбуждению инфракрасной линии препятствует либо селективное зеркало резонатора, либо поглощение

в брюстеровских окнах газоразрядной трубки. Благодаря этому порог генерации лазера может повыситься до уровня, достаточного для излучения 3,39 мкм, так что здесь появляется только более слабая красная линия.

Конструктивное исполнение

Необходимые для возбуждения электроны образуются в газовом разряде (рис.4.2), который может использоваться с напряжением около 12 кВ при токах от 5 до 10 мА. Типичная длина разряда равна 10 см или более, диаметр разрядных капилляров составляет порядка 1 мм и соответствует диаметру излученного лазерного пучка. При увеличении диаметра газоразрядной трубки коэффициент полезного действия понижается, так как для опустошения 1*s*-уровня требуются столкновения со стенкой трубки. Для оптимальной выходной мощности используется полное давление (p) заполнения: $p \cdot D = 500$ Па·мм, где D есть диаметр трубки. Соотношение в смеси He/Ne зависит от желаемой линии лазерного излучения. Для известной красной линии имеем He: Ne = 5:1, а для инфракрасной линии около 1,15 мкм — He: Ne = 10:1. Важным аспектом представляется также оптимизация плотности тока. Коэффициент полезного действия для линии 633 нм составляет около 0,1 %, поскольку процесс возбуждения в данном случае не слишком эффективен. Срок службы гелий-неонового лазера составляет порядка 20 000 рабочих часов.

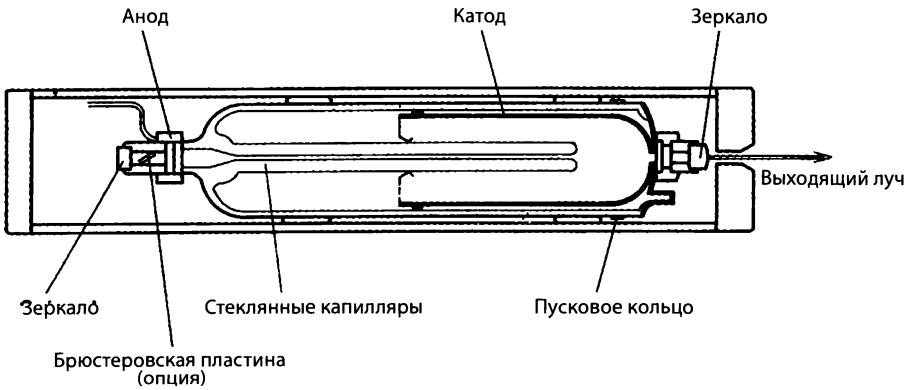


Рис. 4.2. Конструктивное исполнение He-Ne-лазера для поляризованного излучения в мВт-диапазоне

Усиление при таких условиях находится на уровне $g = 0{,}1$ м$^{-1}$, так что необходимо использовать зеркала с высокой отражательной способностью. Для выхода лазерного пучка только с одной стороны там устанавливают частично пропускающее (полупрозрачное) зеркало (например, с $R = 98$ %), а на другой стороне — зеркало с максимально высокой отражательной способностью (≈ 100 %). Усиление для других видимых переходов значительно меньше (см. таблицу 4.2). Для коммерческих целей эти линии удалось получить только в последние годы с помощью зеркал, отличающихся чрезвычайно малыми потерями.

Ранее у гелий-неонового лазера выходные окна газоразрядной трубки фиксировались эпоксидной смолой, а зеркала монтировались снаружи. Это приводило к тому, что гелий диффундировал через клей, и в лазер попадал водяной пар. Сегодня эти окна крепятся методом прямого спая металла со стеклом, что дает снижение утечки гелия примерно до 1 Па в год. В случае небольших лазеров массового производства зеркальное покрытие наносится непосредственно на выходные окна, что значительно упрощает всю конструкцию.

Свойства пучка

Для выбора направления поляризации газоразрядная лампа снабжается двумя наклонно расположенными окнами или, как показано на рис. 4.2, в резонатор вставляется брюстеровская пластина. Отражательная способность на оптической поверхности обращается в нуль, если свет падает под так называемым углом Брюстера и поляризован параллельно плоскости падения. Таким образом, излучение с таким направлением поляризации без потерь проходит через брюстеровское окно. В то же время отражательная способность компоненты, поляризованной перпендикулярно плоскости падения, достаточно высока и подавляется в лазере.

Коэффициент (степень) поляризации (отношение мощности в направлении поляризации к мощности перпендикулярно этому направлению) составляет у обычных коммерческих систем 1000:1. При работе лазера без брюстеровских пластин с внутренними зеркалами генерируется неполяризованное излучение.

Лазер генерирует обычно на поперечной TEM_{00}-моде (моде низшего порядка), причем образуется сразу несколько продольных (аксиальных) мод. При расстоянии между зеркалами (длине резонатора лазера) $L = 30$ см межмодовый частотный интервал составляет $\Delta f' = c/2L = 500$ МГц. Центральная частота находится на уровне 4,7 10^{14} Гц. Поскольку усиление света может произойти в пределах диапазона $\Delta f = 1500$ МГц (доплеровская ширина), при $L = 30$ см излучается три разных частоты: $\Delta f/\Delta f' = 3$. При использовании меньшего расстояния между зеркалами (≤ 10 см) может быть получена одночастотная генерация. При короткой длине мощность будет весьма незначительной. Если требуется одночастотная генерация и более высокая мощность, можно использовать лазер большей длины и с оснащением частотно-селективными элементами.

Гелий-неоновые лазеры около 10 мВт часто находят применение в интерферометрии или голографии. Длина когерентности подобных лазеров серийного производства составляет от 20 до 30 см, что вполне достаточно для голографии небольших объектов. Более значительные длины когерентности получаются при использовании серийных частотно-селективных элементов.

При изменении оптического расстояния между зеркалами в результате теплового или иного воздействия происходит сдвиг аксиальных собственных частот резонатора лазера. При одночастотной генерации здесь не получается стабильной частоты излучения — она бесконтрольно перемещается в диапазоне ширины линии 1500 МГц. Путем дополнительного электронного регулирования может быть достигнута стабилизация частоты как раз по центру линии (у коммерческих систем возможна стабильность частоты в несколько МГц). В исследовательских

лабораториях удается иногда стабилизировать гелий-неоновый лазер на диапазон менее 1 Гц.

Путем использования подходящих зеркал разные линии из таблицы 4.2 могут возбуждаться для генерации лазерного излучения. Чаще всего находит применение видимая линия около 633 нм с типовыми мощностями в несколько милливатт. После подавления интенсивной лазерной линии порядка 633 нм благодаря использованию селективных зеркал или призм в резонаторе могут появиться другие линии в видимом диапазоне (см. таблицу 4.2). Однако выходные мощности этих линий составляют всего 10 % от выходной мощности интенсивной линии или даже меньше.

Гелий-неоновые лазеры коммерческого назначения предлагаются с разными длинами волн. Помимо них имеются еще лазеры, генерирующие на многих линиях и способные излучать волны множества длин в самых разных комбинациях. В случае перестраиваемых He-Ne-лазеров предлагается, поворачивая призму, выбрать требуемую длину волны.

4.2. Лазеры на парах металла (Cu, Au)

Важнейшими представителями нейтральных лазеров этого типа являются системы на парах меди или золота, генерирующие в видимом и соседнем с ним диапазонах. Длины волн находятся в желтой и зеленой (Cu), а также в красной и ультрафиолетовой (Au) областях спектра (рис. 4.3 и 4.4). Лазеры на парах металла отличаются высокой мощностью (от 1 до 10 Вт) и большим кпд (до 1 % у меди). Непрерывный режим генерации лазера не возможен из-за долгого времени жизни на нижнем лазерном уровне. В импульсном режиме могут достигаться частоты повторения импульсов в кГц-диапазоне. С учетом высоких средних мощностей лазеры на парах меди и золота успешно используются в коммерческих целях (см. таблицу 4.3). Техническое усовершенствование лазеров этого типа резко продвинулось вперед — не в последнюю очередь в силу того, что, например, Cu-лазеры активно применяют в качестве источников накачки для лазеров на красителях. Подобные системы имеют немаловажное значение и в сфере разделения изотопов: в этом случае газообразные атомы возбуждаются селективно-оптическим способом.

Схема энергетических уровней

Относительно высокий коэффициент полезного действия от 0,2 % (Au) до 1 % (Cu) можно наглядно объяснить также с помощью схемы уровней, имеющей одинаковую структуру для обоих типов рассматриваемых лазеров. Возьмем из рис. 4.3 квантовую эффективность (соотношение энергии фотона лазерного излучения и энергии накачки верхнего лазерного уровня) для Cu-лазера = 0,6. Этим обеспечиваются коэффициенты полезного действия, превышающие таковые у аргонового и гелий-неонового лазеров.

Верхний лазерный уровень заселяется путем столкновения электронов в газовом разряде. Здесь имеет место сильноселективная накачка, что можно объ-

яснить иной четностью по сравнению с основным состоянием. Верхний лазерный уровень имеет оптически разрешенный переход к основному состоянию. Это приводит к очень короткому естественному времени жизни — около 10 нс. Однако при достаточной атомной плотности ($> 10^{13}$ см$^{-3}$) происходит так называемое «пленение» излучения, поэтому выходящее спонтанное излучение вновь поглощается. Эффективное время жизни возрастает благодаря этому до 10 мс. Таким образом, генерация лазерного излучения становится возможной только на основе процесса пленения излучения при высокой плотности газа. При малой же плотности время жизни слишком коротко, а потери в результате спонтанного излучения чрезмерно велики.

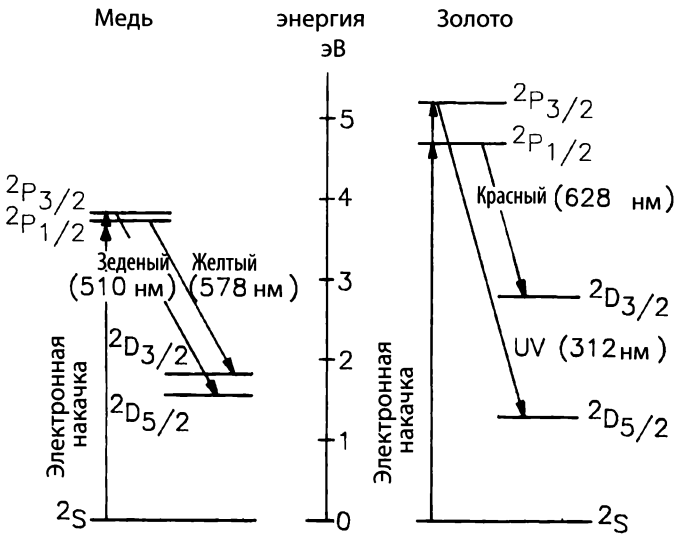


Рис. 4.3. Схема энергетических уровней лазера на парах меди и золота

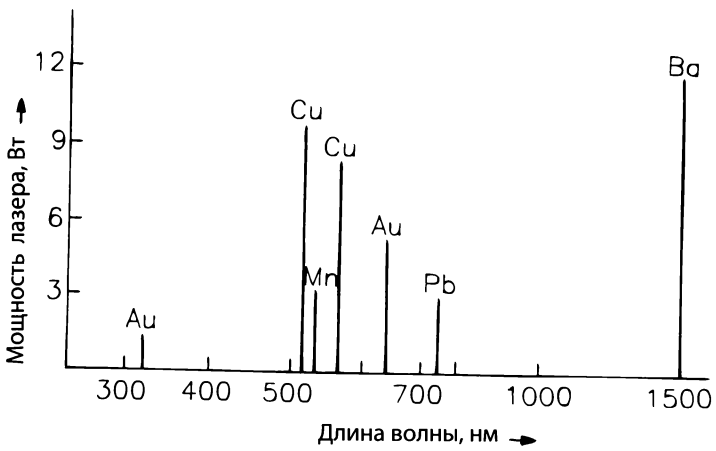


Рис. 4.4. Разные длины волн коммерческих лазеров на парах меди и золота

Таблица 4.3. Характеристики лазеров на парах меди и золота

		Лазер на парах меди	Лазер на парах золота
Длина волны	(нм)	510,6/578,2	627,8
Средняя мощность	(Вт)	60	10
Энергия в импульсе	(мДж)	10	2
Длительность импульса	(нс)	15... 60	15... 60
Пиковая мощность	(кВт)	< 300	50
Частота импульсов	(кГц)	5... 15	6... 10
Диаметр пучка	(мм)	40	40
Расходимость пучка (неустойчивый резонатор)	(рад)	$0{,}6 \cdot 10^{-3}$	$0{,}6 \cdot 10^{-3}$

Нижние лазерные уровни обладают той же четностью, что и основное состояние, так что оптический переход здесь запрещен (см. гл.1). Нижний лазерный уровень, следовательно, метастабилен. Время релаксации зависит от условий работы и находится в диапазоне от 10 мкс до нескольких сотен мкс. Поэтому инверсия населенностей может достигаться только в течение весьма короткого периода — около 100 нс пока не будет заселен нижний лазерный уровень. При этом происходит срыв генерации излучения. Следовательно, лазеры на парах меди и золота могут функционировать исключительно в импульсном режиме с шириной импульсов менее 100 нс. Между двумя импульсами должно пройти достаточно времени, пока нижний уровень не будет полностью опустошен. По этой причине при малых частотах импульсов около 3 кГц импульсная энергия относительно велика (примерно 10 мДж). Импульсы лазерного излучения обладают довольно большой шириной — 50 нс. При повышении частоты до 20 кГц энергия сокращается в 20 раз, а длительность лазерных импульсов уменьшается наполовину (это явление англичане называют «self-termination»).

Длина волн для лазеров на парах Cu и Au приведена в схеме уровней и таблице 4.3 вместе с другими характеристиками коммерческих лазеров. Лазеры на парах меди генерируют излучение двух длин волн — с 510,6 нм (зеленые) и 578,2 нм (желтые). Эти линии создаются одновременно, причем их интенсивность зависит от температуры. При оптимальной температуре относительная интенсивность зеленой линии составляет около ⅔ всего излучения. Часто отмечается разделение обеих линий в выходном пучке. Коммерческие Au-лазеры генерируют, в частности, красную линию с 628 нм. На рис.4.4 приведены также дополнительные данные касательно других лазеров на парах металлов (Ba, Mn, Pb).

Конструктивное исполнение

Типовая конструкция лазера на парах металла показана на рис. 4.5. На концах термоизолированной керамической трубки находятся два электрода, между которыми горит импульсный разряд. Выделяющегося при этом тепла достаточно для нагрева газоразрядной трубки, в результате чего происходит испарение металлического наполнителя. Для Cu-лазера рабочая температура составляет 1500 °C, для Au-лазера — 1600 °C. В целях улучшения качества разряда примешивается неон как

буферный газ с давлением около 3000 Па. Металл конденсирует в холодных местах, и металлический наполнитель приходится добавлять примерно через каждые 300 рабочих часов. В случае Cu-лазера скорость конденсации составляет около 0,01 грамма в час. Конденсация у Au-лазера осуществляется несколько быстрее, и затраты на добавление золота составляют порядка 30 нем. марок за 8 часов работы. Понятно, что золото в последующем может быть регенерировано. Лазерные трубки обычно имеют длину 1 метр и диаметр от 1 до 8 см.

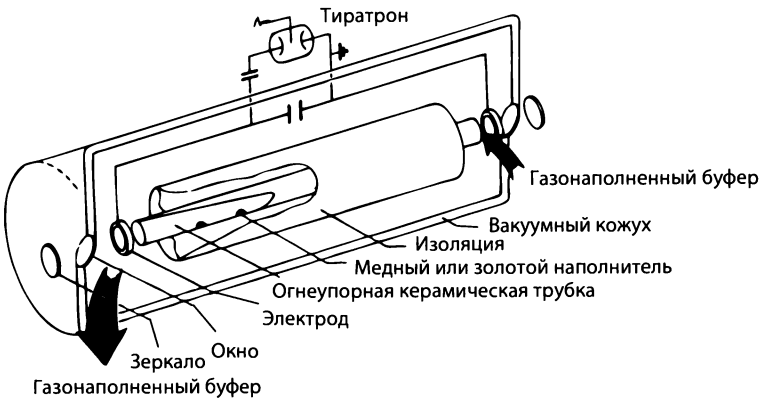


Рис. 4.5. Конструктивное исполнение лазера на парах металла

С учетом метастабильного нижнего лазерного уровня накачка производится импульсами с коротким временем нарастания. Напряжения составляют несколько десятков кВ. Для быстрого включения (в единицах наносекунд) используются тиратроны. Максимальные токи находятся в диапазоне 1000 А, что привело к необходимости разработки специальных электросхем. Для достижения высокой средней мощности частоты импульсов находятся в кГц-диапазоне (см. таблицу 4.3). Электрическая мощность сетевых блоков питания лазеров на парах металлов достигает, согласно таблице 4.3, примерно 10 кВт. Охлаждение лазеров производится с помощью воды или — в случае лазеров до 10 Вт — с применением воздуходувки. Срок службы лазерных трубок составляет от 1000 до 3000 часов. Тиратроны при необходимости подлежат замене. Число лазеров на парах металла, выпускаемых для коммерческих целей, относительно невелико, и при их изготовлении принято учитывать возможные специальные пожелания заказчиков.

Высокое дифференциальное усиление от 0,1 до 0,3 $см^{-1}$ (для меди) позволяет обойтись минимальными требованиями в отношении лазерных зеркал, хотя генерация лазерного изучения возможна и вообще без зеркал. У лазеров коммерческого назначения газоразрядная трубка закрывается стеклянными окнами, и здесь могут использоваться внешние зеркала (с коэффициентом отражения 10 % и 100 %). Стабильные резонаторы обеспечивают многомодовый луч диаметром 2–8 см, с равномерным распределением интенсивности и расходимостью 3–5 мрад. Нестабильные резонаторы уменьшают расходимость примерно до 0,5 мрад при некотором снижении мощности. Ширина полосы отдельной Cu-линии составляет от

6 до 8 ГГц. Длина когерентности вполне достаточна для использования, например, в импульсной голографии.

Области применения

Коэффициент полезного действия лазера на парах меди более чем в 10 раз превышает таковой у ионного аргонового или гелий-неонового лазеров. Еще одно отличие заключается в том, что здесь генерируются короткие импульсы 50 нс с максимальными мощностями 100 кВт и энергией 10 мДж. Одной из основных областей применения лазеров на парах меди была до сих пор накачка лазеров на красителях и лазерных усилителей, причем кпд достигает порой 50 %. Среди других применений можно назвать: импульсную голографию и высокоскоростную фотографию, аналитику и обработку материалов. Лазер на парах золота весьма популярен в медицине, причем красное лазерное излучение широко используется, в частности, при фотодинамической терапии для разрушения опухолей. При таком способе излучение в красной области спектра поглощается красителем HpD, которым насыщается опухоль. При этом образуются агрессивные продукты реакции, способные разрушить опухоль.

Извлечение меди из соединений

Существенное понижение рабочей температуры и, следовательно, сокращение технологических затрат на разрядное оборудование вполне достижимы при условии использования соединений меди. Так, применяя Cu-галогениды (например, бромид меди), достаточно рабочей температуры от 400 до 600 °C, а при ацетате меди хватит и 200 °C. Для генерирования лазерного излучения можно прибегнуть к двухимпульсному способу. При этом в первом разрядном импульсе происходит диссоциация бромида меди, во втором импульсе верхний лазерный уровень заселяется на основе соударения электронов. При этом — в целях оптимальной генерации лазерного излучения — происходит задержка импульса на период от 180 до 300 мкс. В лабораторных приборах такой способ действует с частотами повторения лазерных импульсов в несколько Гц. Отказавшись от известных оптимальных условий генерации лазерного излучения, можно добиться диссоциации и накачки лазера также и на основе цуга импульсов с частотами до 20 μкГц.

Установки коммерческого назначения функционируют с частотой импульсов 2–6 кГц. Энергия лазерного излучения обеих линий 510,6 и 578,2 нм составляет при многомодовой генерации от 0,5 до 2,5 мДж с длительностью импульсов около 20 нс.

4.3. Йодные лазеры, COIL

Атомные йодные лазеры с длиной волны 1,3 мкм предлагаются в двух вариантах. Для использования в военных целях делается ставка на кислородно-йодный лазер (COIL, chemical oxygen iodine laser), относящийся к классу химических лазерных систем. Результатом химической реакции здесь является возбужденный кислород O^*_2

в $^1\Delta$-состоянии (например, из H_2O_2). Атом йода образуется в газовом разряде, например, из CH_3I, C_2H_7I, и в быстром потоке смешивается с кислородом. Энергия накачки в процессе столкновения передается атому йода согласно следующему уравнению:

$$O^*_2 + I \rightarrow O_2 + I^*. \tag{4.2}$$

Химические лазеры способны развивать очень высокие мощности (более 100 кВт) и большую энергию в импульсе. Это объясняется тем, что энергия может чрезвычайно эффективно аккумулироваться в химических соединениях и затем быстро использоваться для накачки лазера.

Ниже приводится детальное описание изобретенного ранее йодного лазера с оптической накачкой, принцип действия которого основан на том, что йодсодержащие молекулы «взламываются» ультрафиолетовым излучением с выделением атомарного йода в возбужденном состоянии, например:

$$C_3F_7I + hf \rightarrow C_3F_7 + I^*. \tag{4.3}$$

При этом образуется больше атомов в возбужденном $^2P_{1/2}$-состоянии, чем в основном $^3P_{3/2}$-состоянии.

Схему энергетических уровней лазера такого типа показывает рис. 4.6. В результате фотодиссоциации C_3F_7I или CH_3I с интенсивным УФ-излучением из лампы-вспышки (300 нм) образуется атомарный йод с созданием инверсии населенностей.

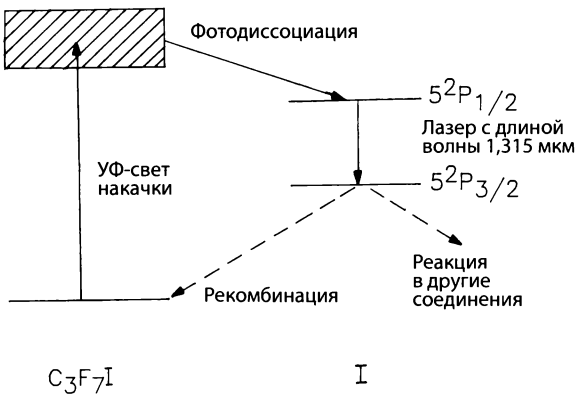


Рис. 4.6. Схема энергетических уровней йодного лазера

Лазерный переход осуществляется на линии $5p^5 2P_{1\backslash 2} \rightarrow 5p^5 2P_{3\backslash 2}$ с длиной волны 1,315 мкм. Эти состояния возникают благодаря расщеплению тонкоструктурной конфигурации основного состояния [Kr] $4d^{10} 5s^2 p^5$. Оба состояния обладают равным орбитальным моментом $L = 1$, то есть это P-состояния. Четность в обоих состояниях одинакова, так что электрические дипольные переходы запрещены. Лазерное излучение возникает в результате магнитных дипольных переходов.

Рассматриваемые лазеры работают в большинстве случаев в импульсном режиме, а после импульса возможна рекомбинация молекулярных фрагментов опять к исходному соединению. В системе продольного протекания газа при накачке с применением Hg-ламп высокого давления достижим также непрерывный режим работы — порядка 40 мВт. Коммерческие йодные лазеры пригодны для использова-

ния в следующих рабочих режимах: с генерацией импульсов большой длительности (3 мкс, 3 Дж), с модулированной добротностью (20 нс, 1 Дж) и с синхронизацией мод (от 2 до 0,1 нс). В последнем варианте естественная линия может быть уширена за счет буферного газа.

Коммерческие лазеры могут возбуждаться посредством протекающего газа (C_3F_7I), причем отработавший газ удаляется с помощью вакуумного насоса. У лазеров в герметичном корпусе газ циркулирует с возможностью повторного использования. Здесь достигается частота следования импульсов до 10 Гц. Короткие импульсы, создаваемые в режиме с модулированной добротностью или с синхронизацией мод, могут быть многократно расширены с образованием длин волн, равных 658, 438 и 329 нм. При конструировании лазерно-усилительных систем удается получить высокую энергию в импульсе в кДж-диапазоне и пиковые мощности в ТВт-диапазоне. Это позволяет успешно применять подобные установки в лазерном термоядерном синтезе (см. здесь п. 23.4). Изучается также возможность создания йодных лазеров с накачкой солнечным светом.

ЗАДАЧИ

4.1. Определить число атомов неона в гелий-неоновом лазере с диаметром капиллярных трубок 1 мм и длиной 20 см. Сколько фотонов в секунду излучается одним атомом при выходной мощности 1 мВт? (Давление заполнения $p = 500$ Па, $p_{He}/p_{Ne} = 5{:}1$, число Авогадро $N = 6{,}022 \cdot 10^{23}$ моль$^{-1}$, молярный объем при 1 бар $= 10^5$ Па $= 22{,}4$ литра).

4.2. Доказать, что, согласно схеме связи LS (Рассела-Саундерса), электронные конфигурации неона $1s^2 2s^2 2p^5\, np$ (с $n = 3, 4, \ldots$) десятикратно расщеплены; указать соответствующие обозначения уровней.

4.3. Какой минимальный коэффициент отражения должно иметь выходное зеркало He-Ne-ла зера длиной 20 см, генерирующего зеленую линию (см. таблицу 4.2)?

4.4. Определить квантовую эффективность гелий-неонового лазера для красной линии ($\lambda = 0{,}63$ мкм) в пересчете на энергию возбуждения верхнего состояния лазера $W = 20$ эВ.

4.5. Допустим, старые гелий-неоновые лазеры (с наклеенными выходными окнами) показывают падение мощности по причине диффузии гелия из трубки. С целью повышения давления He в лазере выпуска 5-летней давности его помещают в атмосферу гелия с давлением 1 бар. Как долго лазер должен находиться в таком окружении?

4.6. Эффективное время жизни на верхнем уровне лазера на парах меди составляет 10 мс, а на нижнем уровне — от 10 до 100 мкс. Какие выводы можно сделать о свойствах генерируемого излучения?

4.7. В лазере на парах меди при достаточно высоком давлении ($n > 10^{13}$ см$^{-3}$, $T \approx 1500$ °C) имеет место пленение излучения, в результате чего продлевается время жизни на верхнем лазерном уровне. Укажите соответствующее этим условиям давление пара.

ГЛАВА 5

ИОННЫЕ ЛАЗЕРЫ

В случае ионных лазеров, которым посвящена данная глава, речь идет о газоразрядных системах, близких к лазерам с атомарными газами. Ион есть атом, у которого один или несколько электронов обычно освобождены из внешних орбит. Поэтому ион заряжен положительно, причем этот заряд соответствует одному или нескольким элементарным зарядам. Оставшиеся электроны могут возбуждаться так же, как в атоме, и генерировать излучение при переходе в основное состояние либо иные возбужденные состояния. Здесь возможны точно такие же лазерные переходы, что и в атомах. Поскольку каждому атому принадлежит несколько ионов, то в силу их существования возникает множество дополнительных лазерных линий.

Ионы образуются в каждом газовом разряде в результате столкновения электронов, возбужденных атомов или других ионов с атомами, вследствие чего атомы «ионизируются». Кроме того, в газовом разряде ионы возбуждаются вследствие разных процессов столкновения с электронами или другими частицами, так что газовые разряды, наряду с атомными переходами, также генерируют излучение посредством электронных переходов в ионах.

Ионы могут формироваться не только в результате электрических разрядов, но и в плазмах, инициированных лазерным излучением. С этой целью пучок импульсного высокомощного лазера наводится на неподвижную мишень, которая начинает испаряться. На основе большой плотности подводимой энергии образуются электроны и ионы, причем достигается очень высокая степень ионизации, то есть многие электроны отделяются от атомов. Такие ионы излучают коротковолновой свет и пригодны для создания рентгеновских лазеров, о чем подробно говорится в п. 11.2.

Ионы могут присутствовать также в твердых телах в виде модулей кристаллической решетки либо так называемых примесных центров. Они обладают даже устойчивой формой, в то время как для ионов в газовых разрядах и других плазмах характерна рекомбинация с электронами, что вновь приводит к образованию атомов. Такие примесные ионы являются основой для создания важнейших типов твердотельных лазеров, обсуждаемых ниже (см. главу 9).

5.1. Лазеры для коротковолновой области

Энергетические состояния E_n самого крайнего («излучающего») электрона иона могут быть приблизительно описаны на примере близкой к водороду модели, согласно которой заряд атомного ядра за вычетом заряда внутренних электронов дает эффективное (зарядовое) атомное число Z. Согласно этой упрощенной модели, оптический электрон движется в поле точечного заряда, так что энер-

гетические состояния — в соответствии с теорией атома водорода Бора — выражаются через:

$$En = -(13{,}6\ эВ)\ Z2/n2, \qquad (5.1)$$

где n есть главное квантовое число или, соответственно, номер орбиты. Для $Z=1$ имеют место описанные в п. 1.2 энергетические состояния атома водорода.

Уравнение 5.1 и рис. 5.1 показывают, что электронная энергия ионов ($Z \geq 2$) превышает электронную энергию атомов ($Z=1$). Это объясняется тем, что из-за более высокого эффективного заряда атомного ядра оптический электрон в ионе связан сильнее, чем в атоме. Уравнение (5.1) можно признать точным только в отношении H (атом водорода, $Z=1$), He^+ (положительный однозарядный ион гелия, $Z=2$), L^{++} (двухзарядный ион лития, $Z=3$) и других полностью ионизированных атомов. Но и в случае других ионов можно наблюдать, что энергия электронов в среднем возрастает со степенью ионизации.

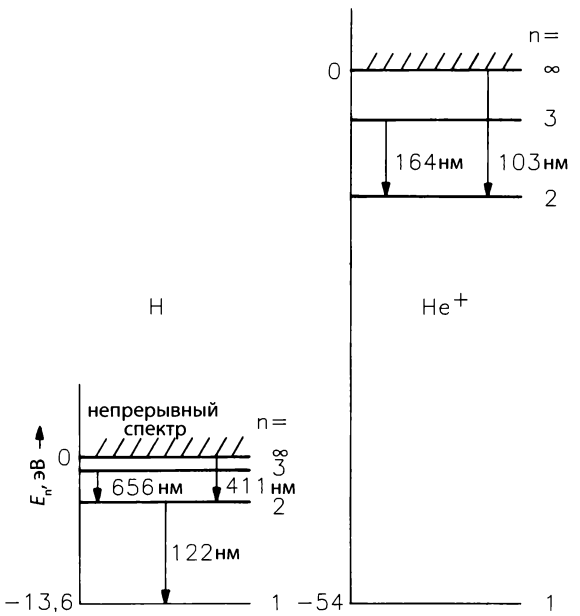


Рис. 5.1. Энергетические состояния электрона в атоме водорода (H) и атоме гелия (He^+)

Генерация лазерного излучения происходит обычно между возбужденными состояниями атомов и ионов, так как инверсия относительно основного состояния создается лишь с большим трудом. Переходы между возбужденными состояниями в атоме водорода дают длины волн преимущественно в видимой и инфракрасной областях спектра. То же касается и более сложных нейтральных атомов. В сравнении с этим, генерация коротковолнового, ультрафиолетового излучения возможна посредством переходов в возбужденных состояниях ионов, как это видно из рис. 5.1 для гелия. С атомами более высокой степени ионизации можно, согласно уравнению (5.1), получить еще более короткие волны (см. здесь п. 11.2 «Рентгеновские лазеры»). В дополнение к вышесказанному следует отметить, что атом гелия и ион

He^{++} до сих пор считаются не слишком подходящими для генерации лазерного излучения и приведены здесь исключительно в качестве наиболее простых примеров рассмотрения спектральных свойств излучения атомов и ионов.

Более успешная генерация коротковолновых областей ионными лазерами (по сравнению с атомными лазерами) отчетливо проявляется также при параллельном рассмотрении ионного аргонового и гелий-неонового лазеров. Этот атомный лазер дает красную и зеленую линии, в то время как ионный аргоновый лазер генерирует зеленую, синюю и ультрафиолетовую линии.

В заключение можно констатировать, что ион в среднем излучает более короткие волны, чем атом. Еще один путь генерации волн с длиной короче, чем у атома, состоит в применении молекул. Дело в том, что молекулы обладают такой же энергией электронов, что и атомы, но в результате колебаний основное состояние расщепляется или даже ставится нестабильным, как при эксимерах. И тогда возможны лазерные переходы с большой энергией, соответствующей примерно энергии перехода в атоме водорода серии Лаймана. Подобные молекулярные УФ-лазеры рассматриваются далее в главе 7.

5.2. Ионные лазеры на инертном газе

С помощью ионизированных инертных газов Ne, Ar, Kr и Xe в газовых разрядах на более чем 250 линиях в спектральном диапазоне от 175 до 1100 нм достигается генерация лазерного излучения. При этом, как правило, чем выше состояние ионизации, тем короче длины волн и тем больше энергия фотонов, поскольку отмечается все более сильная связь оптических электронов (см. п. 5.1). Некоторые из лазерных линий возникают из переходов в инертных газах, иногда многократно ионизированных. Столь высокое состояние ионизации с необходимой плотностью ионов возможно только в импульсном режиме.

Особое значение имеют непрерывные лазеры (cw) в инертных газах, однократно и двукратно ионизированных. Главным представителем такого типа является ионный аргоновый лазер, который в специальных исполнениях способен генерировать мощности выше 100 Вт в сине-зеленой области спектра и до 60 Вт в ближней ультрафиолетовой области. Это один из самых популярных лазеров коммерческого назначения. Криптоновый лазер с непрерывными (cw) мощностями в несколько ватт расширяет область спектра почти до инфракрасной зоны. Самые интенсивные линии непрерывно действующих ионных лазеров показаны на рис. 5.2.

Ионные аргоновые лазеры

Схема принципиального процесса генерации верхних лазерных уровней приведена на рис. 5.3 на примере аргона. В результате соударения электронов ионизируется атом аргона. Далее, после столкновения второго рода, ион аргона возбуждается в верхний лазерный уровень. Другие механизмы возбуждения заключаются в том, что населенность создается за счет распадов излучения вышележащих уровней либо электронно-столкновительное возбуждение проистекает из более глубоких

метастабильных состояний иона аргона. Как предполагается, все три процесса вносят существенный вклад в заселенность верхнего лазерного уровня, причем, например, на долю каскадных переходов из вышележащих уровней приходится от 25 до 50 %.

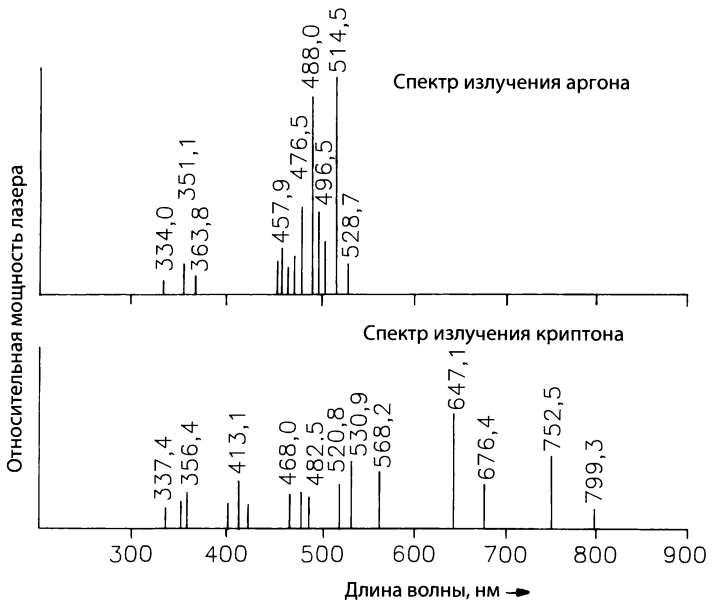


Рис. 5.2. Интенсивные линии непрерывно действующих ионных лазеров на инертном газе

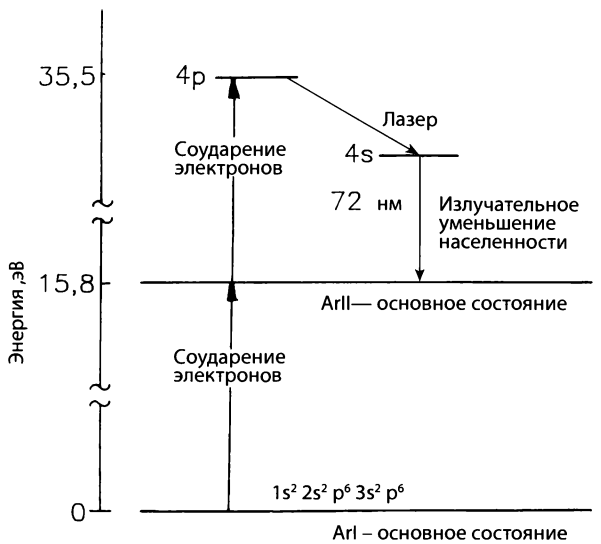


Рис. 5.3. Энергетические уровни и процесс накачки у аргонового лазера. (ArII есть спектроскопическое обозначение для иона Ar^+)

Как видно из рис. 5.3, верхний лазерный 4*p*-уровень 35,7 эВ располагается над основным состоянием атома аргона, а 20 эВ — над ионом аргона. Таким образом, возбуждению могут способствовать только обладающие большой энергией электроны с получением невысокой квантовой эффективности порядка 10 %. Эти данные относятся к основному состоянию иона аргона, так как он может вновь возбуждаться в разряде. Нижний лазерный 4*s*-уровень быстро опустошается в результате излучательного перехода (72 нм) с временем жизни 1 нс. В сравнении с этим, время жизни в верхнем 4*p*-состоянии продолжительнее на 10 нс. Короткое время жизни на нижнем лазерном уровне обеспечивает совсем небольшую населенность, вследствие чего инверсия может осуществляться, несмотря на относительно слабое возбуждение верхнего лазерного уровня.

Так как состояния 4*p* и 4*s* расщеплены, образуется большое число лазерных переходов с разными интенсивностями. На рис. 5.4 показано 10 лазерных линий, самые интенсивные из которых находятся в диапазоне длин волн 488,0 нм (синяя) и 514,5 нм (зеленая). В коммерческих лазерах достигаются мощности этих линий более 10 ватт (см. таблицу 5.1).

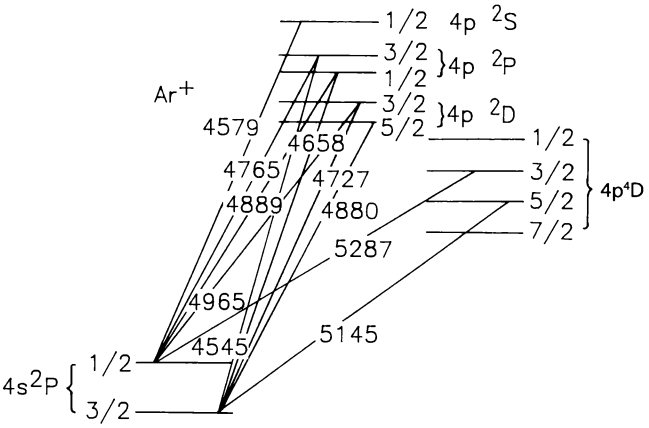


Рис. 5.4. $4p \rightarrow 4s$ — переходы аргонового лазера

По причине двухступенчатого электронно-столкновительного возбуждения мощность аргонового лазера возрастает почти квадратично току. Для аргонового лазера высокой мощности обязательны — в силу необходимой ионизации и возбуждения — большие токи на малых поперечных сечениях. Безусловно, это потребует гораздо более серьезных — по сравнению с гелий-неоновыми лазерами — технологических затрат.

При дальнейшем повышении плотности тока аргон может быть ионизирован дважды. Для этого требуется энергия в 43 эВ. Примерно на 25–30 эВ выше основного состояния Ar^{2+} существуют дальнейшие лазерные уровни, которые генерируют ультрафиолетовое излучение с 334, 351 и 364 нм. У лазеров в специальном исполнении мощность может составлять несколько ватт. Такие ультрафиолетовые аргоновые лазеры довольно дороги, ибо для них требуется специальная оптика, а также обязательны повышенные плотности тока и сильные магнитные поля.

Таблица 5.1. Мощность ионного аргонового лазера 20 Вт при разных линиях излучения

Стандартная оптика		Ультрафиолетовая оптика	
Длина волны (нм)	Мощность (Вт)	Длина волны (нм)	Мощность (Вт)
528,7	2	385,1–351,1	3
514,5	10	363,8–333,6	5
501,7	2	335,8–300,3	2
496,5	3	305,5–275,4	0,6
488,0	10		
476,5	3		
472,7	1		
465,8	1		
457,9	1		
454,5	1		
все линии	20		

Конструктивное исполнение

Для эффективного возбуждения линий Ar^+ в разряде требуется плотность электронов 10^{14} $см^{-3}$. Эта величина достигается при плотности тока до 10^3 $А \cdot см^{-2}$ в дуговых разрядах низкого давления. Напряженность поля вдоль разряда составляет порядка 4 В $см^{-1}$. Температура нейтрального газа может достигать $5 \cdot 10^3$ К. Высокие плотности мощности требуют значительных технических затрат при конструировании лазерных трубок. В большинстве случаев речь идет о керамической трубке с водяным охлаждением, например, из BeO — вещества, обладающего высокой теплопроводностью, почти как у алюминия. В других вариантах исполнения разряд проводится через снабженные отверстиями вольфрамовые диски, отводящие тепло на трубку посредством держателей из меди (рис. 5.5). Сегодня в большинстве случаев находят применение трубки именно из BeO. Так как порошок BeO сильно ядовит, утилизация таких трубок требует максимальной осторожности с привлечением специализированных организаций.

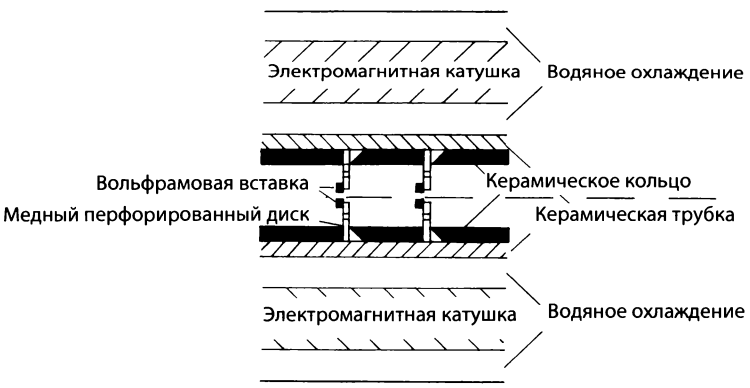


Рис. 5.5. Газоразрядная трубка для ионного аргонового лазера

Благодаря своей высокой плотности электроны отжимаются радиально наружу, что приводит к понижению плотности тока. Этот эффект компенсируется за счет внешнего магнитного поля, создаваемого с помощью длинной катушки вокруг лазерной трубки. На электроны воздействует лоренцева сила, направленная перпендикулярно оси и радиальной составляющей движения. В результате этого движение из радиального направления отклоняется на круговую или спиральную траекторию, и разряд концентрируется как раз на оси. Это смягчает влияние плазмы на материалы лазерной трубки, что значительно повышает срок ее службы. Дополнительно увеличиваются скорость накачки и коэффициент полезного действия лазера. Высокие токи берутся из обогреваемых напрямую запасных катодов, а анодами могут служить охлажденные конструктивные элементы из меди.

При наличии больших токов в разряде происходит передача импульсов от электронов газу, и осуществляется дрейф газа в сторону катода. Для выравнивания возникающих градиентов давления вдоль трубки в медных дисках выполняются специальные отверстия. Газ в ионном лазере истощается, ибо разряд гонит ионы прямо в стенку. У коммерческих лазеров эта потеря газа компенсируется автоматически — из присоединенного резервуара. Давление газа находится на уровне 1–100 Па, причем, в отличие от многих других типов лазеров, здесь используется не смесь газов, а чистый аргон.

В отличие от гелий-неонового лазера, экранирующие эффекты не играют роли в создании инверсии населенностей, и здесь возможна лазерная трубка большого диаметра. Коэффициент усиления для линии 488 нм при длине 50 см примерно составляет: $G = 1{,}35$. С учетом качества пучка его диаметр ограничивают величиной от 1,5 до 2 мм. Коэффициенты полезного действия здесь обычно менее 10^{-3}.

Благодаря применению лазерных зеркал с отражением в широком диапазоне одновременно достигается излучение на разных линиях. Для селекции отдельных длин волн используется брюстеровская призма в лазерном резонаторе. Во избежание потерь отражения при такой призме лучи падают на призматические поверхности под углом Брюстера (это угол полной поляризации). Другая сторона призмы ориентирована перпендикулярно пучку лазера, преломляемого на первой поверхности. Вертикальная задняя поверхность имеет высокое зеркальное покрытие. В зависимости от длины волны имеет место разное отклонение пучка в первой поверхности. Путем поворота призмы могут устанавливаться различные линии. Типовые мощности для коммерческого лазера 20 Вт с селекцией по длинам волн и без таковой представлены в таблице 5.1. Из-за высокой температуры в области разряда ширина линии составляет — по причине доплеровского уширения — до 6 ГГц. Без частотно-селективных элементов длина когерентности находится в сантиметровом диапазоне. Для применения в сфере голографии это значение увеличивается с учетом внутрирезонаторного эталона. В этом случае ширину полосы можно сократить до 5 МГц. Почти все коммерческие лазеры на инертном газе генерируют на основной TEM_{00}-моде. Несмотря на значительную нагрузку трубки со стороны высоких токов, ее срок службы достигает многих тысяч рабочих часов.

Ионные криптоновые лазеры

Разрядная трубка для криптоновых лазеров по своей конструкции очень похожа на трубку аргонового лазера. Но так как здесь во время работы газ истощается

быстрее, чем у аргонового лазера, придется позаботиться о газовом резервуаре большей емкости. Самая интенсивная линия криптонового лазера находится на уровне 647 нм (красная) с мощностями в несколько ватт. Интенсивность прочих линий в значительной мере зависит от давления. Поэтому лазеры, допускающие селекцию отдельных линий, располагают активным контролем давления. Линии лазера Kr^+ лежат между 337 и 799 нм (рис. 5.2). Умеренный кпд ионного лазера на криптоне требует более высокой плотности тока, чем это имеет место у аргонового лазера идентичной мощности. Дополнительно следует упомянуть усиленное рассеяние, поскольку ионы Kr тяжелее и обладают большей энергией. Поэтому большинство лазеров этого типа охлаждается водой, в то время как ионные аргоновые лазеры меньшей мощности обходятся воздушным охлаждением.

Области применения

Ионные лазеры на инертных газах относятся к разряду стандартных устройств для видимого непрерывного излучения в диапазоне от нескольких милливатт до 50 ватт. Особое значение аргоновые и криптоновые лазеры имеют при этом в красной и сине-зеленой областях спектра. Эти лазеры находят применение везде, где He-Ne- и He-Cd-лазеры оказываются недостаточно мощными. Особенно важным представляется их использование при лечении глаз в целях обработки сетчатки и для других медицинских целей. Среди прочих областей применения можно назвать полиграфическую промышленность (для экспонирования, изготовления видео- и аудиодисков), высокоскоростные лазерные принтеры, а также голографию. В результате смешения аргона и криптона получаются линии между красным и синим, которые могут смешиваться до достижения белого цвета: такие лазеры весьма популярны в создании разнообразных лазерных шоу. Кроме того, ионный аргоновый лазер используется для накачки лазеров на красителях и титан-сапфировых лазерных систем. При этом — путем соответствующей синхронизации мод — могут генерироваться импульсы в пико- и фемтосекундном диапазонах. Непрерывно перестраиваемые (cw)-лазеры также подлежат накачке с применением аргоновых лазеров.

5.3. Ионные лазеры на парах металла (Cd, Se, Cu)

Наряду с ионными лазерами на инертных газах существуют и некоторые другие газовые лазеры, функционирующие на основе переходов в ионах. Впрочем, техническое значение из этого ряда имеет, пожалуй, только He-Cd-лазер — представитель систем на парах металлов. Поскольку металлы у такого рода лазеров испаряются, то речь идет, в принципе, о газовых лазерах.

He-Cd- и He-Se-лазеры

Непрерывное излучение в областях спектра от инфракрасной до ультрафиолетовой может быть достигнуто с помощью ионов кадмия и селена. Для возбуждения

лазерных уровней и генерации газового разряда эти лазеры дополнительно содержат еще и гелий. Из переходов в Cd-ионах (Cd+ = Cd II) наблюдается 11 лазерных линий от 887,7 до 325,0 нм, а в Se-ионах (Se+ = Se II) 46 лазерных линий от 1258,6 до 446, 8 нм. Самые интенсивные лазерные линии и соответствующие переходы приведены в таблице 5.2.

Таблица 5.2. Длины волн He-Cd- и He-Se-лазера

Ион	Переход	Длина волны (нм)	Мощность коммерческих лазеров
Cd II	$6g^2G_{9/2} \rightarrow 4f^2F^0_{7/2}$	636,8 (красная)	
Cd II	$4f^2F^0_{7/2} \rightarrow 5d^2D_{5/2}$	537,8 (зеленая)	
Se II	$5p^2D^0_{3/2} \rightarrow 5s^2P_{1/2}$	530,5 (зеленая)	
Se II	$5p^2D^0_{5/2} \rightarrow 5s^2P_{3/2}$	525,3 (зеленая)	
Se II	$5p^4D^0_{5/2} \rightarrow 5s^4P_{3/2}$	517,6 (зеленая)	
Se II	$5p^4D^0_{5/2} \rightarrow 5s^4P_{5/2}$	506,9 (сине-зеленая)	
Se II	$5p^4D^0_{3/2} \rightarrow 5s^4P_{3/2}$	499,3 (синяя)	
Se II	$5p^2D^0_{5/2} \rightarrow 4p^4P_{3/2}$	497,6 (синяя)	
Cd II	$5s^{2\,2}D_{5/2} \rightarrow 5p^2P^0_{3/2}$	441,6 (синяя)	100 мВт
Cd II	$5s^{2\,2}D_{3/2} \rightarrow 5p^2P^0_{1/2}$	325,0 (ультрафиолетовая)	10 мВт

На рис. 5.6 показана схема уровней для He-Cd- и He-Se-лазеров. Возбуждение верхних лазерных уровней Cd-линий осуществляется на основе столкновения Пеннинга. Здесь атом Cd сталкивается с атомом He, возбужденным на метастабильном уровне примерно до 20 эВ, причем атом He переходит в основное состояние. Энергии возбуждения атома гелия достаточно для ионизации кадмия. После столкновения ион Cd находится в возбужденном $5s^2$-состоянии (рис. 5.6). Избыточная энергия в качестве кинетической энергии подводится к электрону, возникшему в результате процесса ионизации.

В случае He-Se-лазера возбуждение осуществляется путем столкновения с ионами гелия, которые образуются в газовом разряде. Верхние лазерные уровни населяются на основе перезарядки между атомом Se и ионом He. Ион гелия при этом переходит в атомное основное состояние, в то время как селен ионизируется и переводится в $5p$-состояние. Возбуждение посредством перезарядки происходит и в He-Cd-лазере.

Возбуждение кадмия и, соответственно, селена осуществляется в тлеющих разрядах с гелием в газоразрядных емкостях из кварцевого стекла либо в полых катодных разрядах. В первом случае давление паров металла создается путем нагрева (Cd: 350 °C, Se: 270 °C) металлического резервуара вблизи анода (рис. 5.7). В результате катафореза, то есть обусловленного разрядом дрейфа ионов металла в направлении катода, в разрядной трубке устанавливается равномерное давление паров металла около 8 Па.

Активная длина газоразрядных трубок достигает 1 м. Эти трубки обладают радиусом около 1 мм или больше. При давлении гелия порядка 800 Па для функционирования He-Cd-лазера потребуется разрядный ток около 150 мА, а для He-Se-лазера — 500 мА. Коэффициент усиления для CdII-линии 441,6 нм при таких условиях в режиме с изотопом Cd (^{114}Cd) составит примерно 1,2, а для линии 325,0 нм — 1,05. Соответствующие коэффициенты усиления He-Se-лазера равняются — в зависимости от линии — от 1,02 до 1,1.

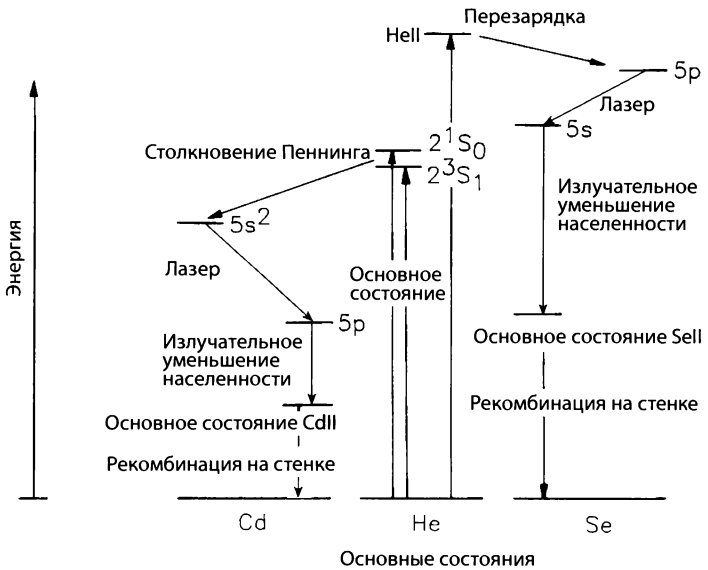


Рис. 5.6. Схема энергетических уровней для He-Cd- и He-Se-лазеров (CdII и SeII символизируют ионы Cd+ и Se+)

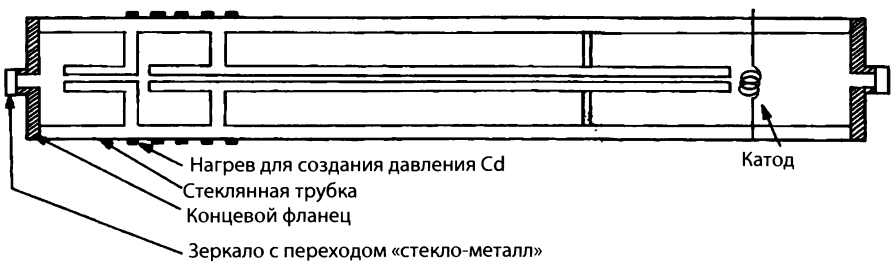


Рис. 5.7. Конструктивное исполнение He-Cd- и He-Se-лазеров [12]. Катод расположен с таким расчетом, чтобы мог пройти пучок лазера. Анодом может быть, например, концевой фланец

Гелий-селеновые лазеры коммерческого назначения с выходной мощностью от 1 до 5 мВт используются в диапазоне длин волн от 460 до 650 нм, устанавливаемых с помощью соответствующих зеркал. Выходная мощность коммерческих гелий-кадмиевых лазеров составляет при 325 нм от 1 до 8 мВт, а при 4411,6 нм достигает 60 мВт. На основе одновременной генерации красных, зеленых и синих линий удается получить белое лазерное излучение. Срок службы проплавленных He-Cd-лазеров составляет 6000 часов и больше, при работе в УФ-диапазоне он сокращается наполовину. Это ограничение объясняется в большинстве случаев загрязнением разряда, наличием отложений кадмия на оптике и в других местах, а также абсорбцией гелия. Коэффициент полезного действия находится на уровне примерно 0,01 %, как у He-Ne- и Ar-лазеров. Для таких установок предусматривается, как правило, воздушное охлаждение. Гелий-кадмиевый лазер обычно находит

применение там, где не приемлем цвет гелий-неонового лазера или не хватает его мощности. Это может быть, например, сфера информационной и измерительной техники, голография или флуоресцентный анализ. Это более дешевое исполнение, обладающее меньшей шириной линий, чем ионный аргоновый лазер сравнимой мощности.

Другие лазеры на парах металла

Генерация лазерного излучения может достигаться и в ряде других ионов в парах металла, причем в случае тяжело испаряющихся металлов предлагаются полые катодные разряды. При этом пар металла образуется в результате столкновений ионов инертного газа с металлическим катодом (англ. sputtering). Ионы инертного газа формируются в газовом разряде, так что здесь не требуется нагрева для испарения металла. Особый интерес представляют Ne-Cu- и He-Ag-лазеры — единственные из лазеров непрерывного действия, способные генерировать в области спектра до 220 нм. Хотя, в частности, ионные Cu-лазеры изучены достаточно глубоко и пригодны для реализации выходной мощности до 1 Вт, они до сих пар практически не используются в коммерческих целях из-за их, пока еще очень короткого, срока службы.

ЗАДАЧИ

5.1. Какова напряженность магнитного поля, и как оно воздействует на электроны в аргоновых лазерах?

5.2. Допустим, аргоновый лазер имеет следующие характеристики:
- плотность электронов $\rho = 10^{14}$ см$^{-3}$,
- плотность тока $i = 10^3$ А/см^2,
- напряженность поля $E = 4$ В/см.

Лазерная трубка обладает диаметром 1,5 мм и длиной 80 см. Определить величины:

(а) напряжения, **(б)** электрического сопротивления и **(в)** средней скорости движения электронов.

5.3. Для охлаждения аргонового лазера 5 Вт с кпд 0,05 % расходуется 10 л воды в минуту. Вычислить повышение температуры охлаждающей воды.

5.4. Au-лазер имеет энергию в импульсе 2 мДж, длительность импульсов 20 нс и частоту импульсов 6 кГц. Рассчитать величины средней и пиковой мощности.

5.5. Определить на основе лазерных линий, какие газовые лазеры способны генерировать смешанное белое излучение.

5.6. **(а)** Почему мощность аргоновых и криптоновых лазеров возрастает почти квадратично току? **(б)** Относится ли это также к ионным лазерам на парах металла?

ГЛАВА 6

МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ИНФРАКРАСНЫЕ ЛАЗЕРЫ (ИРАЗЕРЫ)

Лазерное излучение в инфракрасной области спектра генерируется часто с помощью газовых лазеров. Для ИК-лазеров (иразеров) используется, прежде всего, излучение молекулярных газов. При излучательных переходах между вращательными энергетическими уровнями молекулы, колебательное состояние которых остается неизменным, возникают относительно небольшие разности энергий. Соответствующие длины волн составляют от 25 мкм до 1 мм. В этой связи говорят о лазерах дальнего инфракрасного диапазона (см. п. 6.1). Разность энергий между колебательно-вращательными уровнями одного и того же электронного состояния будет больше, поэтому длина волны лазерного излучения данного типа соответственно меньше и составляет от 5 до 30 мкм (см. п. 6.2). Особенно популярен CO_2-лазер, генерирующий длину волны 10 мкм. Если лазерные переходы происходят между разными электронными уровнями, то длины волн находятся в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. Особую важность представляют в данном случае азотные лазеры и лазеры на эксимере (см. главу 7).

6.1. Лазеры дальнего ИК-диапазона

Диапазон длин волн от 50 мкм до 1 мм (субмиллиметровые волны) обозначается как «дальний ИК-диапазон». Лазеры дальнего ИК-диапазона обладают типовыми выходными мощностями от 100 мВт до 1 Вт и используются, прежде всего, для спектроскопических исследований и прочих научных целей. В целом же следует отметить, что лазеры дальнего ИК-диапазона не имеют широкого применения, так что мы ограничимся здесь лишь краткой информацией.

Лазеры с оптической накачкой

Лазеры дальнего ИК-диапазона нередко имеют оптическую накачку. Всего известно, в общей сложности, несколько сотен разных линий излучения. Для ясности рассмотрим соответствующую конструкцию на примере CH_3F-лазера (на фториде метана) с накачкой линией 9,55 мкм от газового CO_2-лазера (рис. 6.1). Излучение накачки вводится в резонатор по наклонной, а для выхода пучка из резонатора может использоваться полупрозрачное зеркало связи. Относящиеся сюда данные мощности приведены в таблице 6.1.

Прочие примеры систем дальнего ИК-диапазона с лазерной накачкой приведены в таблице 6.1. Так, метаноловый лазер (CH_3OH) генерирует в очень широком диапазоне длин волн от 40 до 1200 мкм и имеет достаточно широкое применение.

Для коммерческого использования предлагаются лазеры дальнего ИК-диапазона в комплекте с необходимыми для них лазерами накачки (см. таблицу 6.2). Квантовая эффективность для преобразования излучения накачки в лазерное излучение составляет от нескольких % до 30 %. Коэффициент полезного действия в пересчете на мощность будет несколько ниже, так как фотоны дальнего ИК-диапазона обладают меньшей энергией, чем кванты излучения накачки.

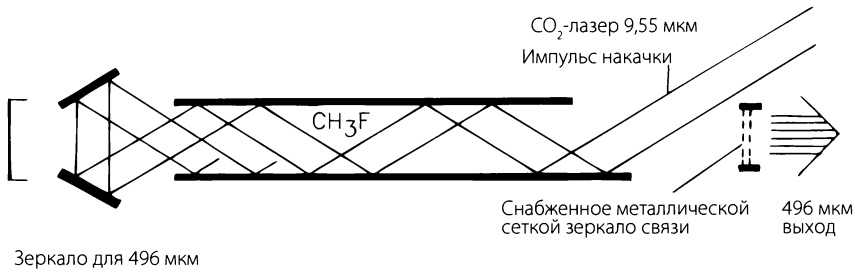


Рис. 6.1. Схематическое представление CH3F-лазера дальнего ИК-диапазона (по данным Кнойбюля и Зигриста) с накачкой от CO_2-лазера

Таблица 6.1. Примеры свойств лазеров дальнего ИК-диапазона (по данным Гехта)

Тип лазера	Длины волн, мкм	Мощность в непрерывном режиме, мВт	Параметры импульсов	Накачка
H_2O	28	10		
	78		также пульсировавший	электрическая
	119	6		
D_2O	66		2,5 мкс; 40 мДж	оптическая
CH_3OH	112	100		оптическая
HCN	337	100		электрическая
	311	3		
CH_3F	496		50 нс; 50 мДж	оптическая

Схема энергетических уровней с самыми интенсивными лазерными переходами представлена на рис. 6.2. Здесь J есть вращательное квантовое число, а K — квантовое число, показывающее составляющую орбитального момента на ось симметрии молекулы CH_3F.

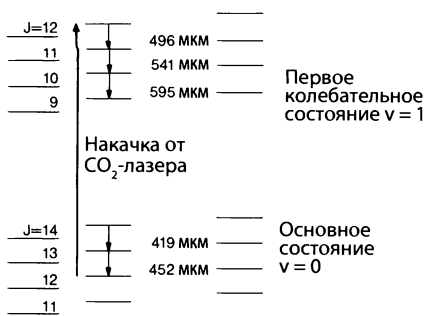


Рис. 6.2. Упрощенная схема энергетических уровней лазера дальнего ИК-диапазона (CH_3F). В качествеизлучения накачки используется P (20)-линия CO_2-лазера при 9,5 мкм (J = вращательное квантовое число, K = квантовое число; см. текст)

Таблица 6.2. Коммерческие лазеры дальнего ИК-диапазона, приведенные в порядке увеличения длин волн

Длина волны, мкм	Тип лазера	Длина волны, мкм	Тип лазера
41,0	CD_3OD	255	CD_3OD
46,7	CH_3OD	375	$C_2H_2F_2$
57,0	CH_3OD	433	HCOOH
70,6	CH_3OH	460	CD_3I
96,5	CH_3OH	496	CH_3F
118,8	CH_3OH	570	CH_3OH
148,5	CH_3NH_2	599	CH_3OH
163,0	CH_3OH	764	$C_2H_2F_2$
184,0	CD_3OD	890	$C_2H_2F_2$
198,0	CH_3NH_2	1020	$C_2H_2F_2$
229,1	CD_3OD	1022	$C_{13}H_3F_2$

Лазеры дальнего ИК-диапазона с электрической накачкой

Возбуждение в газовых разрядах возможно в случае лазеров дальнего ИК-диапазона только при наличии устойчивых молекул с простой структурой. Это объясняется тем, что более крупные молекулы диссоциируют в разряде. Первые молекулярные лазеры дальнего ИК-диапазона функционировали с продольными газовыми разрядами. Речь идет, в частности, о H_2O-, HCN- и ICN-лазерах, способных создать волну длиной макс. 774 мкм. Позднее начали использовать также поперечные разряды — по типу таковых у TEA-CO_2-лазеров = газовых лазеров атмосферного давления с поперечной накачкой (п. 6.2). Здесь в качестве примера можно назвать CH_3F-лазер.

Одним из самых популярных лазеров дальнего ИК-диапазона с электрической накачкой считается HCN-лазер с самыми интенсивными линиями 311 мкм и 337 мкм. Излучение при этом возникает между колебательно-вращательными уровнями молекулы CHN. Соответствующие величины мощности приведены в таблице 6.1. Вот важнейшие области применения таких лазеров: обладающая высоким разрешением спектроскопия молекул и атомов Ридберга, спектроскопия твердых тел, исследование магнитно-оптических феноменов и диагностика плазм.

Обращение с лазерами дальнего ИК-диапазона и относящейся сюда измерительной техникой требуют определенных знаний, почерпнуть которые можно из специальной литературы. Лазерные зеркала для дальнего ИК-диапазона чаще всего исполняются из ZnSe, Si или специального кристаллического кварца. Лазерный пучок должен выходить из центрального отверстия. Здесь находят применение и отражатели из проволочной сетки.

6.2. CO_2-лазеры

Одним из самых распространенных лазеров, широко применяемых в промышленном производстве (в частности, при обработке материалов), является CO_2-лазер. Он отличается высокой мощностью почти до 100 кВт в непрерывном режиме и большим кпд на уровне 10–20 %. Конкретно для научных исследований могут быть предложены версии малой мощности ниже 1 Вт; медики предпочитают лазеры мощностью порядка

10 Вт. В импульсном режиме обычно генерируются лазерные импульсы в диапазоне от наносекунд до миллисекунд. При использовании в области ядерного синтеза достигается энергия импульсов до 100 кДж. Существует большое число конструктивных исполнений CO_2-лазера, имеющих как техническое, так и коммерческое значение. Длина волны CO_2-лазера находится в инфракрасном диапазоне от 9 до 11 мкм.

Процессы возбуждения в газовых разрядах

Молекула CO_2 состоит из трех атомов в линейном расположении, причем атом С находится как раз посередине. При этом, как видно из рис. 6.3а, молекула может выполнять колебания трех разных видов, а именно: (а) с изгибом, (б) симметричные линейные и (в) асимметричные линейные. Итак, образуются три серии колебательных состояний, которые начинаются с уровней (010), (100) и (001). Лазерное излучение исходит от (001)-уровня, причем создаются длины волн 9,6 мкм и 10,6 мкм. Переходы заканчиваются на уровнях (020) и (100).

Активная среда лазера состоит из газовой смеси CO_2-N_2-He, возбуждаемой посредством газового разряда. Населенность верхнего лазерного уровня достигается частично путем столкновения электронов разряда. Более важным представляется возбуждение на основе столкновений с метастабильными молекулами N_2 (рис. 6.3а), образующимися в газовом разряде. В результате этого процесса заполняется только верхний лазерный уровень, что приводит к инверсии населенностей, вызывающей вынужденное излучение.

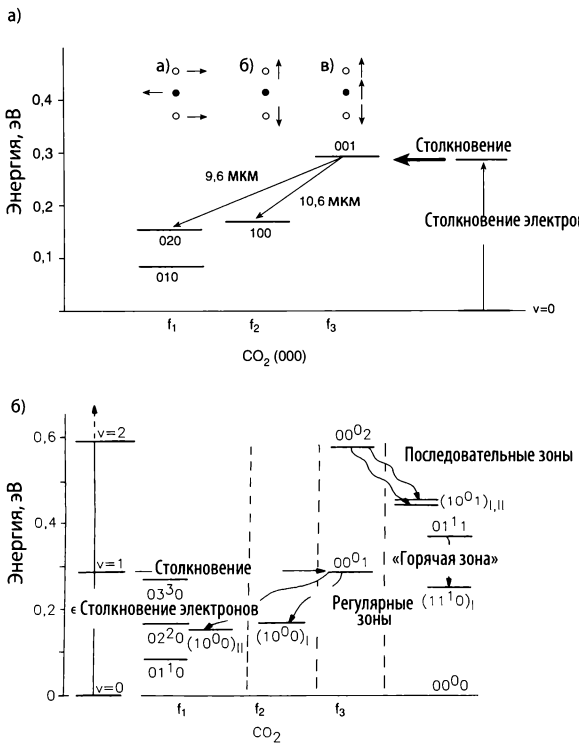


Рис. 6.3. (**а**) Упрощенная схема энергетических уровней CO_2-лазера. Возбуждение верхнего лазерного уровня осуществляется посредством столкновений (второго рода) с метастабильными молекулами N_2. Образуются многочисленные лазерные линии 9,6 мкм или 10,6 мкм. (**б**) Подробная схема энергетических уровней CO_2-лазера

Лазерное излучение может появиться в двух диапазонах длин волн — 9,6 мкм и 10,6 мкм — в зависимости от того, на каком колебательном уровне происходит переход. На рис. 6.3а представлена упрощенная схема энергетических уровней, отображающая только так называемые регулярные зоны. Они состоят из более чем ста линий, поскольку колебательные уровни расщеплены вращениями (рис. 6.4). Помимо этого, существуют еще последовательные зоны и «горячие зоны», отображенные в более подробной схеме энергетических уровней на рис. 6.3б. У стандартных CO_2-лазеров непрерывного действия присутствует, как правило, только диапазон длин волн 10,6 мкм. Причина этого заключается в быстром обмене энергией между участвующими уровнями, о чем упоминается в разделе «Непрерывные и импульсные лазеры». Примечательной особенностью можно считать высокую квантовую эффективность порядка 45 %, которую нетрудно заметить на схеме уровней (рис. 6.4). Этим легко объясняется и высокий общий кпд, отображающий преобразование электрической энергии в оптическую.

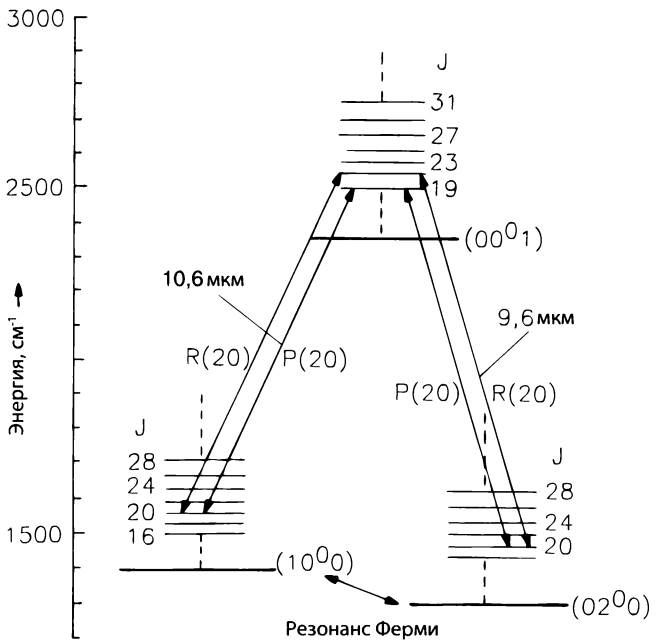


Рис. 6.4. Расщепление переходов

Активная среда CO_2-лазера содержит — наряду с CO_2 и N_2 — в целом, от 60 до 80 % гелия, который, однако, непосредственно не участвует в процессе генерации лазерного излучения. Его задачей является повышение давление в лазерной трубке. При этом стабильность разряда улучшается, и температура газовой смеси устанавливается на величине, благоприятной для генерирования. Далее, нижний лазерный уровень опустошается в результате столкновений с гелием. Азот выполняет аналогичную задачу — подобно гелию в He-Ne-лазере, то есть молекулы N_2 возбуждаются в результате электронных столкновений в разряде и затем передают свою энергию молекулам CO_2.

Возбуждение

Возбуждение молекул CO_2 в верхний лазерный уровень (001) происходит частично посредством неупругих столкновений с электронами разряда. При этом эффективное поперечное сечение для данного процесса больше, чем для возбуждения нижних лазерных уровней (100) и (020). Это объясняется тем, что здесь оптически разрешен переход (000) → (001).

Наряду с прямым возбуждением большое значение имеет также резонансная передача энергии посредством метастабильных молекул N_2 для инверсии населенностей. При этом говорят о столкновениях второго рода. Молекулы N_2 очень интенсивно возбуждаются в газовом разряде. Молекулярный азот не имеет перманентного электрического дипольного момента, поэтому оптические переходы между колебательными уровнями одного и того же электронного состояния запрещены, что объяснятся правилом отбора по четности (п.1.4). Колебательные уровни основного электронного состояния N_2 с $\upsilon = 1, 2$, и т.д. являются поэтому метастабильными. В силу этого обстоятельства такие уровни действуют как аккумуляторы энергии, способные возбуждать молекулы CO_2 согласно следующему уравнению реакции:

$$N_2(\upsilon = 1) + CO_2 \rightarrow N_2 + CO_2(001) + \Delta E. \qquad (6.1)$$

Данное уравнение описывает передачу энергии регулярным зонам CO_2-лазера (рис. 6.3а). Процесс передачи энергии согласно (6.1) весьма эффективен, поскольку энергетические уровни до $\Delta E \triangleq 18$ см$^{-1}$ почти равны. Имеющаяся разница значительно меньше тепловой энергии $kT \triangleq 200$ см$^{-1}$ при 300 К.

Данный резонансный обмен энергией вследствие столкновения второго рода очень эффективен, так как и молекулы N_2 в более высоких колебательных состояниях при $\upsilon = 2$ могут передавать энергию молекуле CO_2. Согласно рис. 6.3б происходит — аналогично (6.1) — заселение (00^02)-уровня CO_2. В результате лазерное излучение может возбуждаться в последовательных зонах.

Схема энергетических уровней

Упрощенное представление энергетических уровней на рис. 6.3а дополняется более точным изображением на рис. 6.3б. Здесь принимаются условные обозначения, приведенные в п. 1.4 (рис. 1.11). Колебательные состояния молекулы CO_2 определяются посредством квантовых чисел:

$$(\upsilon_1 \upsilon_2^l \upsilon_3). \qquad (6.2)$$

Квантовые числа υ_1, υ_2, υ_3 соответствуют трем возможным колебаниям, возникающим независимо друг от друга. Индекс l показывает степень вырождения и свидетельствует о наличии вращающего момента вырожденного изгибного колебания. При возбуждении обоих взаимно ортогональных колебаний (с υ_{2a} и υ_{2b} из п. 1.4) при определенном положении фазы колебаний возникает вращение и вращающий момент. Квантовое число l может принимать положительные значения:

$$l = \upsilon_2, \upsilon_2 - 2, \ldots \qquad (6.3)$$

Энергия колебаний согласно уравнению (1.10) составляет: $hf_1 \triangleq 1351{,}2$ см$^{-1}$ для симметричного линейного колебания, $hf_2 \triangleq 672{,}2$ см$^{-1}$ для колебания с продольным изгибом и $hf_3 \triangleq 2396{,}4$ см$^{-1}$ для асимметричного линейного колебания.

Суммарная колебательная энергия молекул CO_2 в гармоническом приближении выглядит так:

$$E_\upsilon = (\upsilon_1 + ½)\, hf_1 + (\upsilon_2 + ½)\, hf_2 + (\upsilon_3 + ½)\, hf_3. \qquad (6.4)$$

Проблема CO_2-лазера касается опустошения нижних лазерных уровней, представляющих собой комбинацию из (10^00) и (02^00). Время жизни при излучательных переходах достигает нескольких миллисекунд, что достаточно много. То же относится и к гелий-неоновым лазерам, причем здесь заметную роль играют столкновения со стенкой трубки. Аналогичный случай наблюдается также у CO_2-лазера, где имеет место опустошение указанных уровней вследствие столкновений с другими молекулами, причем особое значение приобретает именно гелий. При этом происходит опустошение также и промежуточного уровня (01^10), а не только верхних уровней. В довершение еще и теплопроводность гелия довольно велика, что вызывает понижение температуры разряда. Все это приводит к уменьшению термической населенности нижних уровней CO_2-лазера.

Верхний лазерный уровень имеет квантовые числа (00^01), от него исходят регулярные зоны. Дополнительно в газовом разряде возбуждается следующий колебательный уровень (00^02), что приводит к последовательным зонам. В отношении населенности колебательных уровней (00^0n) действует распределение Больцмана, причем достигаются эффективные температуры примерно до 3000 К. Время жизни на возбужденных (00^0n) уровнях составляет около 2 мс. При опустошении одного из (00^0n) уровней во время генерации лазерного излучения очень быстрый процесс релаксации ($\tau \approx 100$ нс) обеспечивает столкновения CO_2-CO_2 для поддержания распределения Больцмана.

Оба нижних лазерных уровня лишь весьма приближенно обозначены на рис. 6.3а, но в рис. 6.3б внесены некоторые уточнения, а именно: $(10^01)_I$ и $(10^01)_{II}$. Уровни $(10^0n)_{I,II}$ регулярных ($n=0$) и последовательных ($n=1$) зон представляют собой наложение двух плотно прилегающих друг к другу колебательных уровней (10^0n) и (02^0n) (резонанс Ферми), в результате чего образуются два диапазона лазерного излучения — 10,4 мкм и 9,4 мкм. Иными словами, $(10^00)_I$ и $(10^00)_{II}$, например, есть две разных комбинации состояний (10^00) и (02^00). Иногда нижние лазерные уровни вместо $(10^00)_I$ и $(10^00)_{II}$ обозначают проще: (10^00) и (02^00) — см. рис. 6.3а.

Энергетические уровни (00^01), (00^02),... не полностью эквидистантны (ангармонический осциллятор), поэтому линии излучения, исходящие от более высоких уровней (последовательные линии), в отличие от регулярных линий, несколько сдвинуты. Наряду с этими интенсивными линиями излучения существуют и так называемые переходы «Hot Band», также возбуждаемые процессами столкновения CO_2-CO_2 (столкновительно-возбужденные зоны). Рис. 6.3б демонстрирует самые известные лазерные переходы в схеме энергетических уровней. Вследствие расщепления отдельных колебательных уровней на вращательные состояния возникает большое число плотно прилегающих друг к другу линий излучения, принадлежащих разным полосам лазерного излучения. Демонстрируемые на рис. 6.3а и 6.3б лазерные переходы показывают лишь центры этих полос.

Линии лазерного излучения

По причине расщепления лазерных уровней энергии спектр CO_2-лазера состоит из множества линий. На рис. 6.4 представлены колебательно-вращательные уровни регулярных зон CO_2-лазера. На каждое колебательное состояние наложены многократно квантованные вращения молекулы, причем энергия вращения значительно меньше энергии колебаний. Вращательная энергия E_J характеризуется квантовым числом J ((см. уравнение (1.11)):

$$E_J = hcB_r J(J+1). \tag{6.5}$$

Величина B_r выражена через момент инерции масс Θ молекулы. Классическим аналогом уравнения (6.5) является уравнение для кинетической энергии ротатора из механики вращательных движений $W = (\Theta/2)\,\omega^2$, где ω есть круговая частота.

Молекула CO_2 линейна, зеркально симметрична, а спин ядра атомов ^{16}O равен нулю. На основе этих симметрирующих свойств возможны лишь четные квантовые числа J при симметричных колебаниях, например, (10^00). Напротив, при асимметричных колебательных состояниях (например, 00^01), J является нечетным числом. Если ^{16}O заменить изотопом со спином ядра, то будут иметь место все J-состояния. Согласно таблице 1.6 в отношении оптических переходов (электрическое дипольное излучение) действительны следующие правила отбора для изменения квантового числа J при переходе:

$$\Delta J = \pm 1 \text{ разрешено и } \Delta J = 0 \text{ запрещено.} \tag{6.6}$$

Переходы с $\Delta J = -1$ обозначаются как P-ветвь, а таковые с $\Delta J = +1$ — как R-ветвь. При этом сам лазерный переход выражается через квантовое число J нижнего уровня, то есть изменение ΔJ относится именно к этому уровню. Данные переходы представлены через указание P- или R-ветви и вращательное квантовое число J нижнего лазерного уровня, например, $P(20)$ и $R(20)$.

В результате переходов в схеме энергетических уровней согласно рис. 6.4 получают многочисленные регулярные линии CO_2-лазера, как показано на рис. 6.5. Здесь приведены и линии излучения в последовательных зонах молекулы CO_2. При этом R- и P-ветви относятся к диапазону от 9,4 до 10,6 мкм и образуются на основе двух разных конечных состояний лазерных переходов.

Усиление отдельных лазерных линий, представленное на рис. 6.5, объясняется разной заселенностью вращательных уровней, выраженной через распределение Больцмана, причем должен учитываться статистический вес соответствующего вращательного уровня. Таким образом, для величин населенности N_J вращательных уровней в рамках колебательного состояния получают:

$$N_J \sim (2J + 1) \exp\left[-\, hcB_r J\,(J + 1)/kT\right]. \tag{6.7}$$

По мере повышения квантового числа J увеличивается и степень вырождения $2J+1$, в то время как экспоненциальный множитель сокращается. Из уравнения (6.7) путем дифференцирования по квантовому числу J и приравнивания к нулю получают вращательное квантовое число J_m с максимальной населенностью:

$$J_m \approx (kT/2hcB_r - \tfrac{1}{2})^{1/2}. \tag{6.8}$$

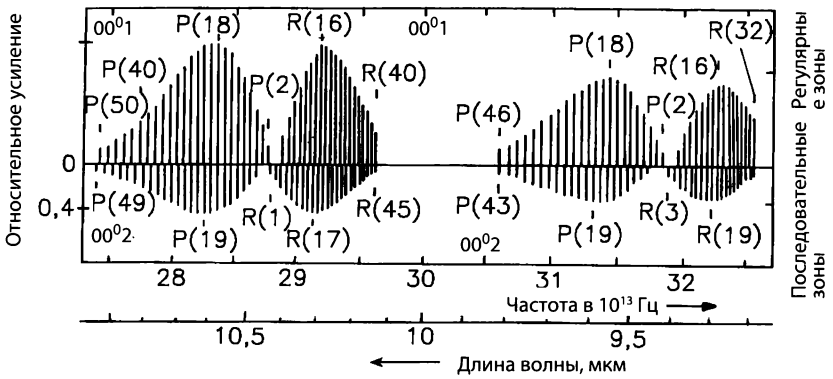


Рис. 6.5. Линии излучения CO_2-лазера

Температура по Больцману T составляет ориентировочно от 350 до 400 К. В результате имеем максимальную населенность при квантовом числе $J_m \approx 17$. Итак, от этих либо соседних уровней начинается лазерная линия самой высокой интенсивности, причем она представлена в виде двух разных ветвей как P (18) и R (16). Эти оценки примерно соответствуют измеренному усилению отдельных лазерных линий по рис. 6.5. Процесс релаксации, поддерживающий данное тепловое распределение также и во время генерации лазерного излучения, обеспечивает время термализации менее 1 мкс.

В перестраиваемых CO_2-лазерах линии излучения отделены друг от друга высокоотражательной решеткой в резонаторе. Расстояние между линиями излучения составляет от 30 до 50 ГГц. Выраженный через доплеровское уширение диапазон перестройки отдельных линий излучения достигает у лазеров низкого давления 50 МГц. Генерация лазерного излучения происходит примерно на 80 линиях от 9,2 до 10,8 мкм. Путем использования изотопов ^{18}O и ^{13}C диапазон излучения может быть еще расширен. При высоких давлениях возможна непрерывная перестройка.

Диаметр лазерной трубки или модовая диафрагма определяют, будет лазер генерировать на TEM_{00}-моде или на нескольких поперечных модах. Продольная же мода бывает, как правило, только одна. При резонаторе длиной $L = 0{,}75$ м для продольного межмодового интервала имеем:

$$\Delta f = c/2L = 200 \text{ МГц}. \qquad (6.9)$$

Это больше, чем доплеровское уширение лазерной линии 50 МГц, поэтому может присутствовать только одна мода. Интервал между линиями уже указывался в диапазоне от 30 до 50 ГГц.

Непрерывный и импульсный режимы генерации

Быстрая термализация вращательных энергетических уровней имеет серьезные последствия для спектра излучения CO_2-лазера. В непрерывном режиме генерации лазера без частотной селекции доминирует, как правило, самая интенсивная линия P (20). Эта линия вначале будет демонстрировать нарастание колебаний, а населенность соответствующего вращательного уровня начнет уменьшаться. Но так

как у непрерывных лазеров время термализации (≤ 1 мкс) меньше времени жизни (в отличие от спонтанного и индуцированного излучения), то это обуславливает быструю компенсацию энергии, в силу чего населенность всех вращательных уровней уменьшается с сохранением распределения Больцмана. Этот процесс напоминает проблему насыщения усиления при однородном уширении линий. Таким образом, усиление в возбуждающей лазерной линии всегда остается максимальным, поскольку населенность стремительно пополняется за счет соседних вращательных состояний. Поэтому непрерывные CO_2-лазеры без частотно-селективных элементов генерируют нередко только на одной линии, а именно на линии с максимальным превышением усиления над потерями резонатора.

Время естественной жизни на верхних лазерных уровнях составляет около 2 мкс, так что в процессе возбуждения энергия может накапливаться. Это порой становится причиной укорочения импульсов на основе модуляции добротности (Q-switch) CO_2-лазера (см. п. 17.2). Во время излучения импульса модуляции добротности в наносекундном диапазоне процесса передачи энергии между вращательными уровнями не происходит. Перенаселенность на линии самой высокой интенсивности поэтому очень быстро уменьшается и в конце концов вовсе сходит на нет. Благодаря этому могут возбуждаться соседние линии с усилением выше порога генерации лазера. Следовательно, в режиме модуляции добротности генерируется несколько линий *P*- и *R*-ветви, если иметь в виду, что до сих пор речь идет о низком давлении CO_2-лазера.

У CO_2-лазеров с высоким давлением вследствие короткого времени соударения молекул CO_2 обмен энергией между вращательными уровнями резко ускоряется. Время термализации может стать поэтому короче длительности лазерного импульса в режиме модуляции добротности. Распределение Больцмана при такой длительности импульсов сохраняется, и при высоком давлении газа в режиме модуляции добротности наблюдается генерация только на одной линии.

Существует несколько режимов генерации для CO_2-лазера, которые могут быть классифицированы с выделением нескольких типов (см. дальше).

Лазер с медленным аксиальным газовым потоком

Типовая конструкция в данном случае представляет собой охлаждаемую водой стеклянную трубку диаметром от 1 до 3 см (рис. 6.6). В смеси CO_2-He-N_2 создается разряд постоянного тока в осевом направлении. Оптимальный состав газа, зависящий от диаметра трубки, скорости потока и выхода, может выглядеть так: 9 % CO_2, 11 % N_2 и 80 % He при общем давлении 20 мбар = 20 гПа. Поток газа служит для удаления продуктов диссоциации (например, CO и O_2) из активного объема. Мощность лазера (см. таблицу 6.3) обычно регулируется током разряда. Лазерами этого типа достигаются мощности от 50 до 80 Вт на метр длины разряда, а их коэффициент полезного действия составляет выше 10 %.

При высоких токах усиление понижается, так как в результате повышения температуры увеличивается термическая заселенность нижнего лазерного уровня. Сила тока при максимальной мощности составляет около 80 мА (при 14 мбар и диаметре 2,5 см). Мощность лазера и коэффициент полезного действия лишь незначительно зависят от диаметра трубки, так что на существенное повышение мощности

здесь рассчитывать не приходится. Охлаждение разряда осуществляется в лазерах такого типа — из-за медленного потока — преимущественно за счет передачи тепла на стенку трубки. Лазерная трубка в большинстве случаев охлаждается водой. Коммерческие CO_2-лазеры этого типа оснащены специальным газовым баллоном в 101 и 140 бар, рассчитанным примерно на 50 часов работы. Протекание газа и отвод отработавшего газа происходит автоматически. Подобные системы успешно используются для обработки материалов в производстве мелких деталей. В медицине чаще находят применение CO_2-лазеры в герметичном корпусе, рассчитанные на несколько десятков Вт.

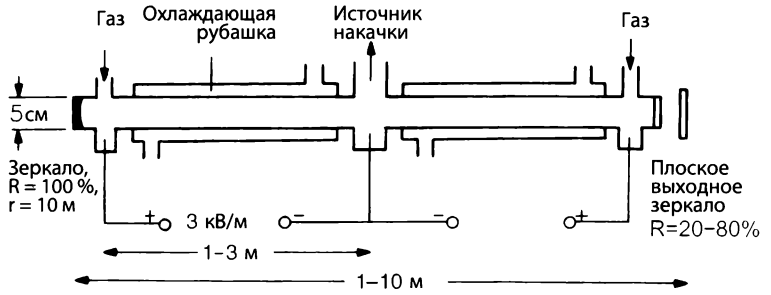


Рис. 6.6. Конструкция двухсегментного CO_2-лазера с продольной накачкой. Путем последовательного присоединения следующих сегментов можно получить активную длину до 10 метров. (В качестве выходного зеркала используется, например, также Ge-стекло без покрытия, с $R \approx 70$ %.)

Таблица 6.3. Характеристики CO_2-лазеров

Тип (применение)	Мощность (cw)	Энергия в импульсе; импульсная мощность	Длительность / частота импульсов
Лазер в герметичном корпусе (Ma, Me)	50 Вт/м		
Волноводный лазер (Mo, S)	50 Вт		
С медленным аксиальным потоком (Ma,Me)	кВт		
– импульсная генерация (Ma)		1 Дж /1; кВт/м	> мкс / 100 Гц
– модуляция добротности (Ma)			100 нс / 1 Гц
С быстрой прокачкой газа (Ma)	100 кВт		
Лазер атмосферного давления с поперечной накачкой (Ma)		10 Дж /1; ГВт	100 нс / кГц
Газодинамический лазер (Ma, F)	100 кВт	10 Дж	
Лазер высокого давления (S, U)	См.: лазер атмосферного давления с поперечной накачкой и волноводный лазер		

Ma — обработка материалов, Me — медицина, Mo — одномодовый лазер, S — спектроскопия, F — лазерный термоядерный синтез, U — сверхкороткие импульсы.

Лазер в герметичном корпусе (англ. sealed-off-laser)

Для CO_2-лазера с медленной прокачкой газа требуется подача газа снаружи. Этого неудобства можно избежать при использовании специального герметичного корпуса. При таком конструктивном исполнении продукты диссоциации CO и O_2 подвергаются химическому преобразованию за счет добавления небольшого количества H_2O, H_2 или O_2. Далее, немаловажную роль играет материал электродов, причем платина или никель (500 K) при превращении CO в CO_2 действуют как катализаторы:

$$CO^* + OH \rightarrow CO^*_2 + H \text{ и } CO + O \xrightarrow[Pt]{} CO_2. \qquad (6.10)$$

(Звездочка указывает на возбужденные колебательные состояния молекул).

Непрерывные разряды в проплавленных разрядных трубках генерируются обычно смесью газов примерно такого состава: 20 % CO_2, 20 % N_2 и 60 % He при давлении заполнения от 10^3 до $2{,}5 \cdot 10^3$ Па. Выходная мощность ограничена, во-первых, нагревом газовой смеси, что может привести к термической заселенности нижних лазерных слоев, и, во-вторых, диссоциациями CO_2. Могут достигаться мощности в непрерывном режиме до 60 Вт/м при работе в течение многих тысяч часов. Лазер такого типа имеет определенные преимущества, в частности, при малой мощности и в волноводном исполнении. Наряду с применением в медицине и в области обработки материалов системы в герметичном корпусе используются также и в спектроскопии.

Волноводные лазеры (англ. waveguide laser)

Для применений с меньшими мощностями в непрерывном режиме предлагаются волноводные CO_2-лазеры. Они содержат капиллярные трубки из BeO или Al_2O_3 диаметром около 1 мм, которые выполняют функцию диэлектрических волноводов. Приемлемыми считаются здесь и прямоугольные поперечные сечения. В волноводных лазерах излучение отражается на поверхности стенки, образуя стоячие волны примерно такой формы, что характерна для микроволн в полых проводниках. Исполнение в виде волновода позволяет сократить дифракционные потери, которые в стандартных конструкциях с малым поперечным сечением были бы недопустимо велики. При этом предполагается, что диаметр в 1 мм соответствует отрезку в 100 длин волн по 10 мкм. Аналогичное конструктивное исполнение He-Ne-лазера имело бы диаметр 0,06 мм.

Возбуждение может осуществляться посредством обычного разряда постоянного тока, причем используется продольный разряд, подобный тому, что показан на рис. 6.6. Иная конструкция и высокочастотное возбуждение примерно с 30 МГц представлены на рис. 6.7. Здесь ток высокой частоты протекает поперечно лазерному лучу. Это дает преимущество почти стократно уменьшенного напряжения на электродах (напряженности электрического поля при продольном и поперечном разрядах примерно равны). Особые достоинства высокочастотного возбуждения заключаются в том, что при этом удается избежать процессов смешения газов на катоде. И, кроме того, разряды высокой частоты отличаются замечательной стабильностью.

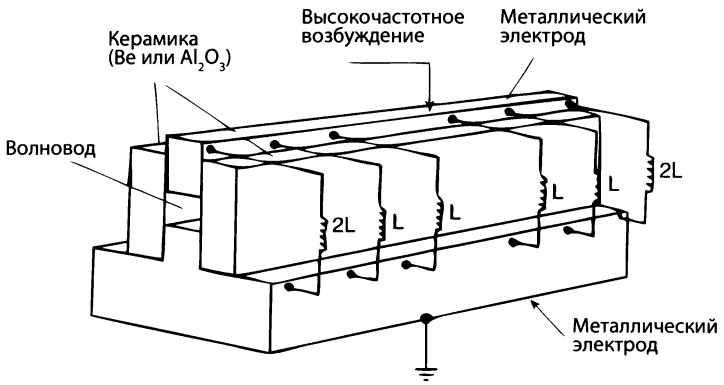


Рис. 6.7. Конструкция волноводного CO_2-лазера с высокочастотным возбуждением

К ценным качествам волноводных лазеров можно отнести еще и то, что эти типы чрезвычайно компактны и нередко снабжаются герметичным корпусом. Небольшой диаметр благоприятно сказывается на отводе тепла к стенке, и при мощности в несколько десятков ватт водяного охлаждения не требуется. Волноводный лазер благодаря малому диаметру трубки работает при относительно высоком давлении $2 \cdot 10^4$ Па, что дает в итоге большую мощность из расчета на объем. Усиление достаточно высокое — 0,04 $см^{-1}$. При длине резонатора в 10 см достигаются выходные мощности в диапазоне от 1 до 2 Вт. При более длинных трубках можно получить мощность в несколько десятков ватт. В силу достаточно высокого давления заполнения порядка $2 \cdot 10^4$ Па достижимо уширение линий до 1 ГГц, что позволяет осуществлять прецизионную настройку в пределах этого диапазона. Подобные лазеры находят применение в сферах ИК-спектроскопии, фотохимии, медицины и измерительной техники.

Лазеры с быстрым газовым потоком

Для достижения более высоких мощностей в несколько кВт прибегают к ускоренной прокачке смеси газов через разрядную камеру. Быстрое протекание дает два преимущества. С одной стороны, газ при этом остается холодным, чем обеспечивается невысокая заселенность нижнего лазерного уровня. С другой стороны, происходит отвод продуктов диссоциации, образующихся в разряде. Коммерческие системы такого типа способны достигать 400 Вт/м и более. Аксиальные потоки газа (рис. 6.8а) при скоростях до 300 м/с гарантируют достаточно хорошее качество пучка. Хотя следует отметить, что мощность лазерного излучения из расчета на объем здесь ограничена. При мощности выше 5 кВт более предпочтительно поперечное течение (рис. 6.8б), причем возможны несколько меньшие скорости прокачки. Правда, пл азменный столб оптически искажается таким потоком, что, в свою очередь, ухудшает качество пучка. Обе системы рассчитаны на достижение мощности выше 20 кВт. Подобного рода лазерные системы широко применяются при обработке материалов и термической обработке поверхностей (см. п. 23.2). Промышленные установки такого типа весьма популярны в области высоких технологий с управлением от ВМ.

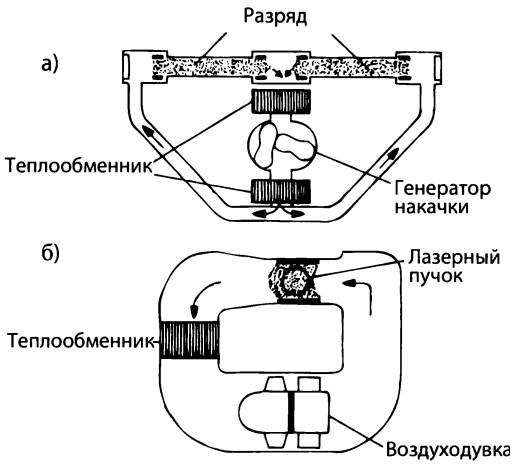


Рис. 6.8. CO2-лазер с (а) продольной и (б) ускоренной поперечной прокачкой газа

Лазеры с высокочастотным возбуждением

В области обработки материалов с применением CO_2-лазеров отмечаются две тенденции развития. Во-первых, здесь успешно используются компактные лазеры в герметичном исполнении (например, лазеры типа «strip-line»). Во-вторых, находят применение высокомощные лазеры с охлаждением аксиальным или поперечным потоком газа. Для достижения высокого качества пучка у обоих типов лазеров возможна генерация посредством напряжения высокой частоты.

Мощность высокой частоты подается при этом (обычно емкостно) на две параллельные электродные пластины поперек лазерного пучка. При высокочастотном возбуждении энергия более однородно попадает в разряд, чем в случае возбуждения постоянным током. Это дает улучшение качества пучка и повышение коэффициента полезного действия. Еще одно преимущество состоит в том, что между металлическими электродами и плазмой может находиться диэлектрический материал, например, стекло, что исключает соприкосновение плазмы с металлической поверхностью. Благодаря этому снижается и загрязненность газа, что позволяет работу даже кВт-лазеров без замены газа. Кроме того, при высокочастотном разряде не нужен катод, создающий нестабильность. Благоприятно также и то, что здесь не требуются нагрузочные (балластные) сопротивления, стабилизирующие разряды постоянного тока с отрицательной характеристикой. Впрочем, следует отметить, что высокочастотная техника для ввода излучения в низкоомную плазму достаточно сложна. Отличное качество пучка CO_2-лазеров с высокочастотным возбуждением делает этот тип особенно привлекательным для сферы обработки материалов.

Лазеры атмосферного давления с поперечной накачкой (TEA-laser)

Выходная мощность CO_2-лазеров с продольной накачкой может быть увеличена за счет повышения давления примерно до 100 мбар и роста напряжения. При по-

вышенном давлении разряд становится нестабильным. В импульсных разрядах (≈ 1 мкс) генерация лазерного излучения может достигаться еще до возникновения нестабильностей, так что возможны давления газа выше 1 бар. Поскольку напряженность поля составляет до 100 кВ/м, для понижения напряжения применяют электроды поперечного расположения (рис. 6.9). Речь идет, таким образом, о лазерах атмосферного давления с поперечной накачкой, или TEA (англ. transversaly excited atmospheric pressure laser).

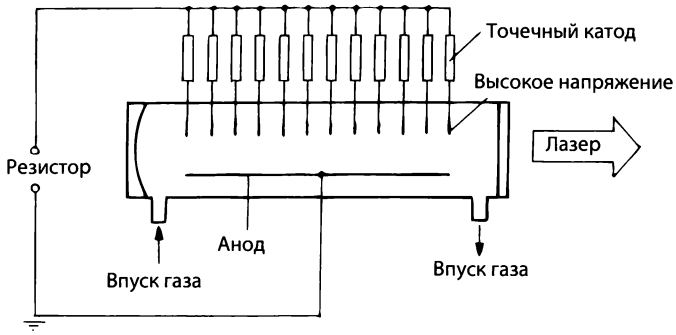


Рис. 6.9. Схематическое представление лазерной системы с поперечным разрядом (например, CO_2-лазера)

С целью однородного растягивания разряда на весь большой объем газ предыонизируется посредством ультрафиолетовых или электронных лучей. Коммерческие TEA-лазеры предлагаются с энергией в импульсе до нескольких кДж при частотах 3/мин. На каждый литр газовой смеси достигается энергия в импульсе до 50 Дж. При длительности импульсов от 0,1 до 10 мкс возникают пиковые мощности в ГВт-диапазоне. Импульс у лазеров атмосферного давления с поперечной накачкой состоит из главного импульса длительностью 0,1–0,5 мкс и следующего за *ним* «хвоста» длительностью около 1 мкс. Главный импульс обусловлен прямым возбуждением лазерных уровней в разряде, а следующие за ним более медленные компоненты — передачей энергии от молекул N_2 к молекулам CO_2. По причине высокого давления линия уширяется на несколько ГГц, поэтому здесь возможна синхронизация мод. Ширина импульса обратно пропорциональна ширине полосы, причем возможна генерация 100 пс. Типичные характеристики импульсов для лазеров атмосферного давления с поперечной накачкой приведены в таблице 6.3. Основные области применения лазеров описанного типа таковы: исследование плазмы, спектроскопия, фотохимия и маркировка деталей. Короткие импульсы вызывают интерес медиков, ибо при этом возможно снижение влияния теплопроводности.

Газодинамические CO_2-лазеры

У газодинамических лазеров инверсия населенностей достигается за счет быстрого расширения горячего газа. При этом смесь (8 % CO_2, 92 % N_2) нагревается примерно до 1400 K и сжимается до 17 бар. Тогда в тепловом равновесии населенность верх-

него лазерного уровня (00^01) составляет около 10 %, а населенность нижнего лазерного уровня — 25 %. Посредством ряда параллельных сопел смесь расширяется, охлаждаясь при этом (350 K; 0,1 бар). Поскольку время жизни на верхнем лазерном уровне значительно длиннее времени жизни на нижнем лазерном уровне, релаксация последнего протекает гораздо быстрее. Благодаря этому создается инверсия населенностей. Оптимальная скорость расширения ориентировочно равняется числу Маха 4. При расширении остаются населенными $\upsilon = 1$ колебательные уровни молекул N_2. Они действуют как накопитель запасенной энергии для пополнения верхнего лазерного уровня. Оптическая ось лазера ортогональна скорости течения. Непрерывные газодинамические CO_2-лазеры обеспечивают мощности до 80 кВт. В импульсном режиме могут генерироваться энергетически сильные импульсы в миллисекундном диапазоне. К сожалению, газодинамическим лазерам пока не удается завоевать право на практическое применение.

Перестраиваемые CO_2-лазеры высокого давления

При давлении выше 10 бар уширение с повышением давления в естественной смеси CO_2 примерно такое же, как интервал между вращательными линиями (30–50 ГГц). Для других изотопов ($^{12}C^{16}O^{18}O$) эти величины сокращаются вдвое, так как число вращательных линий удваивается. Благодаря этому удается с помощью CO_2-лазеров высокого давления добиться непрерывной перестройки длин волн в пределах отдельных *P*- и *R*-ветвей (рис. 6.5).

При высоких давлениях предпочтительнее предыонизация газовой смеси посредством рентгеновского излучения. Системы с электронно-лучевым возбуждением использовались до давлений 50 бар. С учетом большой ширины полос, лазеры высокого давления находят применение и для генерации сверхкоротких импульсов, причем достигается длительность импульсов менее 30 пс.

Области применения CO_2-лазеров приведены в таблице 6.3, а таблица 6.4 содержит характеристики пучка коммерческих CO_2-лазеров.

Таблица 6.4. Характеристики пучка коммерческих CO_2-лазеров

Тип лазера	Диаметр пучка	Расходимость пучка
— с аксиальным потоком газа	5–70 мм	1–3 мрад
— в герметичном корпусе	3–4 мм	1–2 мрад
— волноводный лазер	1–2 мм	8–10 мрад
— лазер атмосферного давления с поперечной накачкой	5–100 мм	0,5–10 мрад

6.3. CO-лазеры

Конструкция CO-лазера практически идентична таковой у CO_2-лазера. Но есть одно различие: в первом случае длина волны излучения составляет 5 мкм. К газу CO-лазера, как и в случае с CO_2-лазером, добавляются азот (N_2) и гелий. А вот механизм возбуждения и схема энергетических уровней CO-лазера имеют свои характерные особенности (рис. 6.10). Двухатомные молекулы обладают лишь одной

серией колебательных уровней. В импульсных или непрерывных газовых разрядах возбуждение этих уровней может осуществляться посредством столкновений электронов с молекулами CO. Дополнительно, как и у CO_2-лазера, достигается высокая населенность на основе столкновений с метастабильными молекулами N_2. Почти 90 % электронной энергии в газовых разрядах способно преобразоваться в молекулах CO в колебательную энергию. У CO-лазера квантовый выход может стать очень высоким, ибо нижний лазерный уровень определенного лазерного перехода иногда становится верхним лазерным уровнем следующего лазерного перехода (по каскадному принципу).

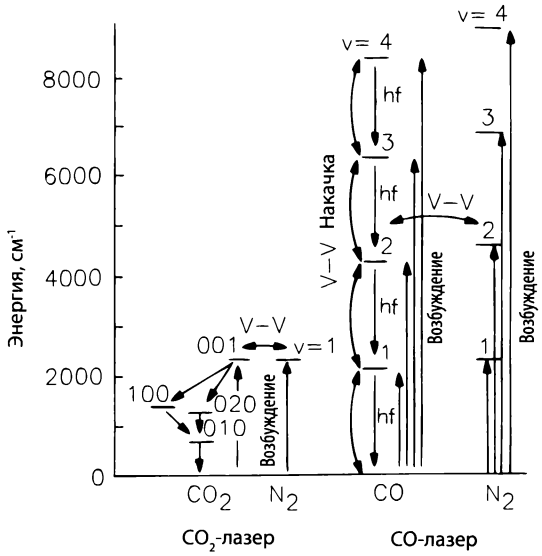


Рис. 6.10. Сравнительная характеристика схем энергетических уровней CO- и CO_2-лазеров

В газовом разряде возбуждаются ниже- и вышележащие колебательные уровни. Важным процессом релаксации для уменьшения населенности более высоких уровней является переход части колебательной энергии возбужденного колебательного состояния в основное состояние (υ-υ-столкновение).

$$CO\ (\upsilon = m) + CO\ (\upsilon = 0) \rightarrow CO\ (\upsilon = m - 1) + CO\ (\upsilon = 1) - \Delta E. \qquad (6.11)$$

Интервал между колебательными уровнями у молекулы CO (ангармоничный осциллятор) не полностью эквидистантен: он сокращается по мере увеличения квантового числа υ. Вытекающий отсюда дефект энергетической зоны ΔE при столкновении приходится покрывать кинетической энергией. Если температура газа столь мала, что $\Delta E > kT$, то υ-υ-релаксация в основном состоянии происходит только до определенного уровня. Вышележащие состояния вследствие релаксации из более высоких уровней населяются теперь сильнее, чем нижележащие. В итоге при возбуждении происходит инверсия в силу того, что более высокие колебательные уровни, согласно уравнению (6.11), не способны к расщеплению в результате релаксации. Чем ниже температура, тем меньше колебательное квантовое число, до

которого возможна релаксация. В случае разрядных трубок с воздушным охлаждением (температура стенки ≈ температура помещения) наступает перенаселенность, прежде всего, между колебательными уровнями с квантовыми числами $\upsilon = 9$ и $\upsilon = 8$. При достижении генерации излучения CO-лазера нет абсолютной необходимости добиваться полной инверсии υ-состояний. Здесь достаточно частичной инверсии между вращательными уровнями лазерных переходов (рис. 6.11).

Для создания CO-лазера требуется эффективное охлаждение газа, поэтому разрядные трубки охлаждаются жидким азотом до температуры 77 K. При конвекционном охлаждении используются потоки газа со сверхзвуковой скоростью. Для лучшего охлаждения газа и повышения стабильности используется разряд с добавлением гелия. Еще одна добавка — N_2 — призвана благоприятно влиять на распределение скорости электронов. Кроме того, возможно возбуждение CO-лазерных уровней на основе обмена энергией с возбужденными молекулами N_2. Разрядные схемы для CO-лазеров идентичны таковым для CO_2-лазеров.

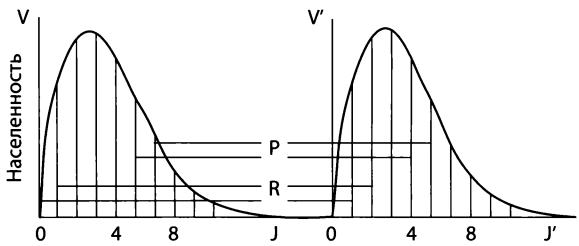


Рис. 6.11. Лазерные переходы осуществляются между разными вращательными уровнями, инвертированными относительно друг друга

Ниже приведены типичные параметры разрядов при разрядной трубке с воздушным охлаждением длиной 1 м и диаметром 2 см: давление заполнения $1{,}6 \cdot 10^3$ Па He, 58 Па CO, 400 Па N_2, рабочее напряжение 9 кВ, ток разряда 20 мА, выходная мощность в непрерывном режиме 25 Вт с 12 % кпд. Коммерческие CO-лазеры предлагаются с выходными мощностями от 2 до 20 Вт в спектральной области 5–6 мкм; импульсные лазеры достигают энергии 40 мДж, длительность лазерных импульсов составляет несколько микросекунд.

В то время как теоретически максимальная квантовая эффективность CO_2-лазера равна 41 %, соответствующее значения для CO-лазера достигает — благодаря каскадной структуре — почти 100 % (рис. 6.10). Поэтому CO-лазеры могут обладать чрезвычайно высокими кпд для преобразования электрической мощности в мощность лазерного пучка. Правда, здесь придется позаботиться и о достаточно мощном охлаждении, что приводит к снижению общего коэффициента полезного действия и несколько усложняет систему в целом. Поэтому CO-лазеры применяются не столь широко, как CO_2-лазеры. Тем не менее, в последние годы на рынке появились системы, функционирующие с температурой, близкой к комнатной. В силу этой и других причин CO-лазер стал вполне привлекательным источником излучения, в частности, для медицинской техники и в сфере обработки материалов.

Другим значительным отличием является гораздо более широкий спектральный диапазон. Так как колебательные уровни ангармоничны, между разными уровнями

образуется очень много линий. Спектр частот составляет от 4,744 мкм при $P(9)$-переходе от первого к нулевому уровню ($\upsilon = 1 \rightarrow \upsilon = 0$) до 8,255 мкм при $P(8)$-переходе от 37 к 36 уровню ($\upsilon = 37 \rightarrow \upsilon = 36$).

6.4. Фтороводородные (HF)-лазеры

В результате химических реакций для генерации лазерного излучения может возбуждаться целый ряд молекул; так, в последнее время повышенное внимание привлекает, в частности, фтороводородный лазер. Вообще, химические лазеры способны генерировать весьма высокие мощности, поскольку энергия может эффективно накапливаться в химических соединениях. Запасенная плотность энергии из расчета на объем будет в химических соединениях на порядок выше, чем, скажем, в электрических конденсаторах. Большинство химических лазеров генерирует излучение на переходах между колебательными уровнями двухатомных молекул. Излучение находится в инфракрасной области спектра от 1 до 10 мкм (см. таблицу 6.5). Большие химические лазеры для военных целей исследуются, в частности, на предмет их использования в космическом пространстве. США планируют устанавливать лазеры в самолетах с целью тестирования ракетного оружия. Небольшие химические лазеры, преимущественно HF-лазеры с длинами волн около 3 мкм, применяют для реализации проектов в химической промышленности, в спектроскопии и при испытании материалов.

Таблица 6.5. Важнейшие химические лазеры

Активная среда	Протекающая реакция	Длина волны (мкм)
I	$O^*_2 + I \rightarrow O_2 + I^*$	1,3
HF	$H_2 + F \rightarrow HF^* + H$	2,6–3,5
	$H + F_2 \rightarrow HF^* + F$	2,6–3,5
HCl	$H + Cl_2 \rightarrow HCl^* + Cl$	3,5–4,2
DF	$D_2 + F \rightarrow DF^* + D$	3,5–4,1
(как HF)	$D + F_2 \rightarrow DF^* + F$	3,5–4,1
HBr	$H + Br_2 \rightarrow HBr^* + Br$	4–4,7
CO	$CS + O \rightarrow CO^* + S$	4,9–5,8
CO_2	$DF^* + CO_2 \rightarrow CO^*_2 + DF$	10–11

Схема энергетических уровней и процессы возбуждения

Химические реакции могут протекать таким образом, что в качестве конечного продукта образуется молекула в возбужденном колебательном состоянии основного электронного уровня. Так, например, реакция, приводящая к образованию HF, является экзотермической:

$$F + H_2 \rightarrow H + HF + \Delta H, \qquad (6.12)$$

где $\Delta H = 132$ кДж/моль $= 1{,}3$ эВ на молекулу. Избыток энергии ΔH в объеме *почти* 70 % идет на возбуждение колебательных уровней молекулы HF до колебательного квантового числа $\upsilon = 3$. На основе переходов между этими уровнями с

разным квантовым числом υ при химической реакции генерируется излучение. Возбуждение — селективное, так что достигается инверсия населенностей между колебательными уровнями.

Схема энергетических уровней и схема реакции у HF-лазера показаны на рис. 6.12. Исходными веществами являются $F + H_2$. В результате реакции (6.12) освобождается ΔH. Эта энергия может распределяться по разным колебательным уровням молекулы HF с квантовыми числами $\upsilon = 0, 1, 2$ и 3, причем для $\upsilon = 3$ требуется дополнительная тепловая энергия. Скорости перехода на разные колебательные состояния, определяющие населенность этих уровней, выражаются через $k_0 - k_3$. Соотношение составляет $k_0 : k_1 : k_2 : k_3 = 0{,}15 : 0{,}3 : 1 : 0{,}5$. При этом уровень $\upsilon = 2$ обладает самой высокой населенностью, и возникает инверсия населенностей относительно уровня $\upsilon = 1$.

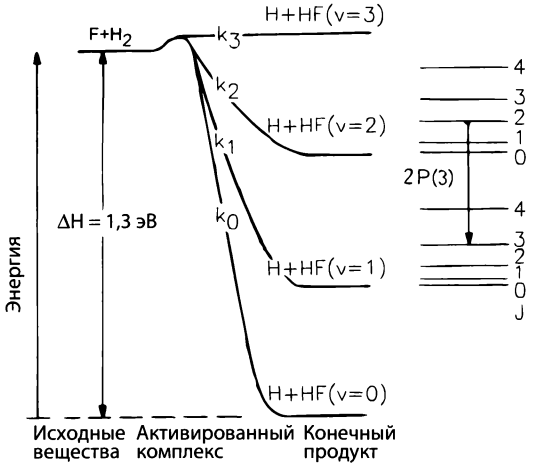


Рис. 6.12. Схема энергетических уровней HF-лазера

Каждое колебательное состояние расщеплено вращениями молекул. В отличие от CO_2-лазера, в случае двухатомных молекул имеется только одна серия вращательных уровней с $J = 0, 1, 2, 3,...$ Данные вращательные уровни показаны на рис. 6.12 только для состояний $\upsilon = 1$ и $\upsilon = 2$. Между этими колебательно-вращательными состояниями располагаются самые интенсивные линии HF-лазера в диапазоне длин волн от 2,7 до 3,3 мкм (рис. 6.13). Интенсивные $2P$ (3)-линии P-ветви представлены в качестве примера на рис. 6.12. Там цифра 2 означает квантовое число υ верхнего лазерного уровня, а цифра 3 в скобках — вращательное квантовое число J нижнего лазерного уровня.

Для протекания реакции (6.12) необходимо присутствие атомарного фтора. Его можно получить на основе реакции молекулярного F_2 с атомарным водородом:

$$H + F_2 \rightarrow F + HF + 410 \text{ кДж/моль}. \qquad (6.13)$$

Образующийся в результате этой реакции атомарный фтор может привести к указанной выше реакции (6.2). При этом, как и в случае цепной реакции, количество возбужденных HF-молекул превышает количество первоначально образованных F-атомов. Под действием выделившегося в результате реакции (6.13) тепла

населяются и более высокие колебательные состояния молекулы HF, причем можно наблюдать генерацию лазерного излучения до $\upsilon = 6$.

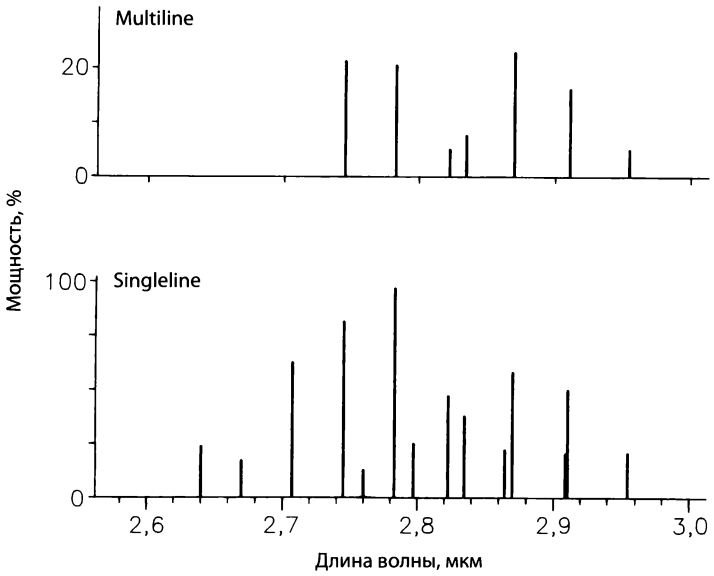


Рис. 6.13. Линии излучения HF-лазера. Multiline: при зеркалах с отражением в широком диапазоне все линии колеблются одновременно; singleline: при наличии селективных элементов (решеток) образуется только одна линия

Конструктивное исполнение

Молекулы HF могут образоваться из молекулярного F_2 и H_2 в газовых разрядах, причем в качестве исходных веществ принимаются доноры фтора и водорода в виде SF_6 и H_2 или C_2H_6. Атомарный фтор образуется в разряде на основе диссоциации, атом F вступает в реакцию с молекулой H_2, в результате чего появляется возбужденная молекула HF. Техника разряда у HF-лазера практически идентична таковой у CO- и CO_2-лазеров, особенно в схеме TEA (CO_2-лазер атмосферного давления с поперечной накачкой). Смесь газов предыонизируется ультрафиолетовым излучением. При добавлении He и O_2 разряд стабилизируется, и, возможно, появившаяся в результате диссоциации сера SF_6 связывается в SO_2. Давление заполнения составляет от $2 \cdot 10^3$ до $6 \cdot 10^4$ Па. Соотношение в смеси зависит от F- и H-доноров. Типовым соотношением давлений для соединений F и H считается 10:1. Напряжения устанавливаются на уровне 20—40 кВ. Выходная энергия для импульсов при генерации на многих линиях достигает нескольких джоулей в случае коммерческих лазеров. В экспериментальных же системах энергия импульсов может составлять 1 кДж. Длительность импульсов находится в диапазоне от 50 до 200 нс. Отработавший газ откачивается из разрядной камеры, *но после* отделения HF может использоваться снова. При умеренной подаче SF_6 и H_2 лазер способен работать на одной заправке в течение нескольких часов.

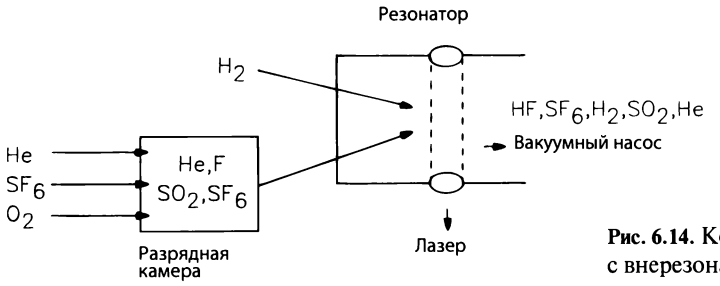


Рис. 6.14. Конструкция HF-лазера с внерезонаторным разрядом

В результате тепловой или микроволновой диссоциации F_2 может генерироваться поток атомарного фтора F и в процессе реакции смешиваться с H_2, вследствие чего достигается непрерывная генерация лазерного излучения. Пример конструкции HF-лазера приведен на рис. 6.14. Там атомарный F получают, например, в разряде вне резонатора. В резонатор же он помещается с H_2 именно для протекания реакции. Такие HF-лазеры непрерывного действия предлагаются с мощностями от 1 до 150 Вт. Лазеры в специальном исполнении могут достигать непрерывных мощностей до 10 кВт. Поскольку энергия возбуждения создается в результате химической реакции (6.12), то возможны электрические кпд до 70 %.

Непрерывные и импульсные лазеры могут использоваться для генерации на многих линиях, либо выбирается только одна линия (рис. 6.14), причем этот выбор осуществляется посредством вращающейся решетки в резонаторе. В этом случае мощность составляет несколько 10 % от значения без селекции. Возможна и работа с модой низшего порядка (TEM_{00}), но для хорошего качества пучка часто используются нестабильные резонаторы. Следует иметь в виду, что HF- и DF-лазеры эксплуатируются с сильно корродирующими газами, и даже коммерческие установки находят применение преимущественно в лабораториях.

DF-лазеры

Фторид дейтерия в химическом смысле ведет себя аналогично HF, так что и лазеры на DF функционируют приблизительно по тому же принципу. При наличии большей (в два раза!) массы атома дейтерия по сравнению с атомом водорода, молекулы DF демонстрируют более медленные колебания. DF-лазеры генерируют излучение даже при несколько более длинных волнах, при которых атмосферное поглощение водяного пара значительно ниже, чем это бывает у HF-лазеров. Поэтому DF-лазеры выбираются обычно при необходимости распространения излучения через атмосферу. Разработки больших лазерных систем с непрерывными выходными мощностями в единицах мегаватт, предназначенных, главным образом, для военных целей или т. п., в последнее время были свернуты.

ЗАДАЧИ

6.1. Какова термическая населенность нижнего лазерного уровня 0,15 эВ у CO_2-лазера при 100 °C и 800 °C?

6.2. Вычислить разность энергий между вращательными линиями CO_2-лазера. (Постоянная вращения для верхнего и нижнего лазерных уровней составляет $B_r = 0{,}5$ см$^{-1}$).

6.3. Верхний лазерный уровень CO_2-лазера имеет при $T = 370$ K максимальную величину населенности с $J_m \approx 17$. Исходя из этих данных, определить постоянную вращения B_r.

6.4. Попытайтесь элементарно обосновать, почему колебательные уровни молекул N_2 и CO обладают практически равной энергией.

6.5. CO_2-лазер атмосферного давления с поперечной накачкой генерирует импульсы 0,1 мкс с энергией 10 Дж/1. Активный объем имеет поперечное сечение 1 см^2 и длину 10 см. Вычислить: **(а)** пиковую мощность и **(б)** среднюю мощность при частоте следования импульсов $f = 2$ кГц.

6.6. Пользуясь схемой энергетических уровней HF-лазера, определить квантовую эффективность. Сколько примерно граммов фтора (F_2) потребуется для одного импульса с 1 Дж?

ГЛАВА 7

МОЛЕКУЛЯРНЫЕ УФ-ЛАЗЕРЫ

Импульсная генерация лазерного излучения в ультрафиолетовой области спектра достигается при переходах между электронными уровнями в молекулах. При этом в качестве активных сред используются двухатомные устойчивые молекулы, как то: H_2, N_2 и эксимеры — прежде всего, галогениды инертных газов. Эксимеры — это молекулы, существующие лишь короткое время в возбужденном состоянии и быстро распадающиеся после перехода в основное состояние. Самые интенсивные УФ-лазерные линии молекул приведены в таблице 7.1.

Таблица 7.1. Длины волн важнейших молекулярных УФ-лазеров

Молекула	Длина волны, нм
XeF	351... 353
N_2	337
XeCl	308
Br_2	291
XeBr	282
KrF	248
KrCl	222
ArF	193
CO	181... 197
ArCl	175
Xe_2	172
H_2, D_2, HD серия Лаймана	150... 162
F_2	157
Kr_2	146
Ar_2	126
H_2 серия Вернера	123
H_2 серия Вернера	116

В качестве коммерческих систем наиболее популярны из этой серии азотные лазеры и установки на эксимерах. Благодаря высокому кпд почти такое же технологическое значение, что и CO_2-лазеры для инфракрасного диапазона, приобрели, в частности, галоидные лазеры на инертном газе — для ультрафиолетовой области спектра.

7.1. Азотные лазеры

N_2-лазер есть в техническом смысле довольно простая система, и во многих лабораториях его нередко создают собственными силами. Такой лазер способен генерировать короткие импульсы с частотой повторения около 100 Гц, причем

длительность импульсов у лазеров атмосферного давления находится в нано- или субнаносекундном диапазонах. Линия самой высокой интенсивности находится в ультрафиолетовой области спектра при длине волны 337 нм, и она годится для накачки лазеров на красителях. Другие области применения небольших N_2-лазеров могут быть отнесены к той сфере, где прежде использовались источники УФ-излучения, — в частности, при исследованиях флуоресценции. Недостатком лазеров такого типа является низкая способность газов к сохранению энергии, так что импульсная энергия ограничена несколькими десятками мДж. Поэтому в качестве альтернативы часто используются лазеры Nd: ИАГ с удвоенной частотой, которые генерируют обладающие большой энергией импульсы в ультрафиолетовом диапазоне. Коэффициент полезного действия N_2-лазера составляет менее 1 %.

Схема энергетических уровней

У азотного лазера излучение исходит из $C^3\Pi_u$ — $B^3\Pi_g$ — переходов (рис. 7.1). Главная линия с длиной волны 337,1 нм образуется в результате перехода между колебательными уровнями с $\upsilon = 0$. На основе переходов между другими колебательными уровнями тех же электронных состояний могут возбуждаться (с меньшей интенсивностью) другие длины ультрафиолетовых волн. Кроме того, при участии прочих электронных состояний возможно излучение в инфракрасном диапазоне.

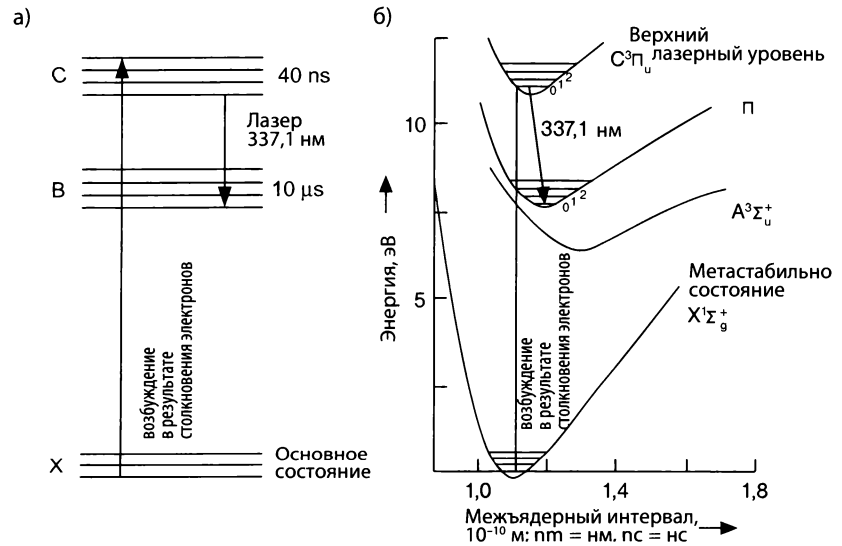


Рис. 7.1. (а) Упрощенная схема уровней азотного лазера.
Главная линия образуется в результате переходов между самыми низкими колебательными уровнями С- и В-состояний.
(б) Подробная схема энергетических уровней

Коэффициенты усиления $G = 10^{10}$ и выше возможны при длине разряда в 1 м (100 дБ/м), так что сильное излучение достигается и без оптической обратной связи с зеркальным отражением. Сверхизлучение такого рода может обладать небольшой расходимостью и шириной спектральных линий подобно лазерному пучку. Но

благодаря применению лазерных зеркал (100 % и примерно 8 %) удается повысить качество пучка и энергию импульсов.

Процесс возбуждения азотного лазера довольно неблагоприятен, ибо верхнее лазерное состояние имеет значительно более короткое время жизни, чем нижнее состояние. Для генерации лазерного излучения верхнее лазерное состояние ($C^3\Pi_u$) в быстрых импульсных газовых разрядах в результате электронного столкновения очень эффективно населяется из основного состояния. Время жизни этого *C*-состояния составляет 40 нс, и оно существенно короче времени жизни *B*-состояния с его 10 мкс, когда заканчивается лазерный переход. Это время жизни может возрастать — в результате передачи энергии из вышележащих N_2-уровней и столкновений с другими N_2-молекулами — до 10 мс. Инверсия населенностей достигается поэтому только в импульсном режиме. Для этой цели необходим импульсный разряд с высоким напряжением и высоким током — с периодом нарастания, который будет короче времени жизни на верхнем лазерном уровне (40 нс). Так как нижний лазерный уровень почти не населяется в результате электронного столкновения, можно создать временную инверсию населенностей. Импульс лазерного излучения возникает в наносекундном диапазоне. Поскольку при этом заселяется нижний *B*-уровень, генерация лазерного излучения при более длительном возбуждении просто срывается (self-termination). Этот уровень спонтанно распадается в метастабильное *A*-состояние, которое может обладать достаточно долгим временем жизни — до нескольких секунд. Этим предотвращается опустошение нижнего лазерного уровня, а частота следования ограничивается примерно 100 Гц. Более высокие частоты требуют быстрого газообмена.

Конструктивное исполнение

Разряд у азотного лазера направлен обычно поперек направления излучения (рис. 7.1). Конструкция такого лазера сильно напоминает лазеры на эксимере, которые нередко функционируют с азотным наполнением, как и N_2-лазер. Большинство азотных лазеров нуждаются в непрерывной прокачке газа, для чего используется обычно вакуумный насос. Из газов выбирается обычно чистый азот стандартного качества. Оптимальное давление заполнения N_2 зависит от геометрии разряда и находится в диапазоне от $3 \cdot 10^3$ до 10^5 Па. В схемах, действующих на основе атмосферного давления, вакуумной системы не требуется. Длительность импульсов определяется давлением и составляет около 0,3 нс при атмосферном давлении и до 20 нс при рабочем давлении в несколько десятков Па. В случае N_2-лазерных систем коммерческого назначения достигается энергия до 10 мДж при частоте следования импульсов до 10 Гц. Энергия в импульсе находится в диапазоне от кВт до МВт. Лазерные переходы осуществляются между несколькими вращательными состояниями, так что спектральная ширина полосы составляет около 0,1 нм. Длина когерентности равна примерно 1 мм.

Как и у других лазеров с высоким коэффициентом усиления, пучок азотного лазера не отличается особым качеством. Он не поляризован и состоит из многочисленных продольных и поперечных мод. У лазеров более высокой мощности поперечное сечение пучка — в силу поперечной формы разряда — прямоугольное,

например, с площадью поперечного сечения 6 мм x 30 мм (рис. 7.2). Расходимость пучка составляет несколько мрад. Более крупногабаритные азотные лазеры требуют постоянного протекания газа со скоростью от 0,1 до 40 л/мин. Для коммерческих азотных лазеров, как правило, предусматривается воздушное охлаждение, за исключением таковых с высокой частотой следования импульсов. Технология изготовления лазерных головок не слишком сложна, а вот монтаж необходимых электросхем с тиратронами, включающими 30 кВ за 20 нс, требует определенного опыта.

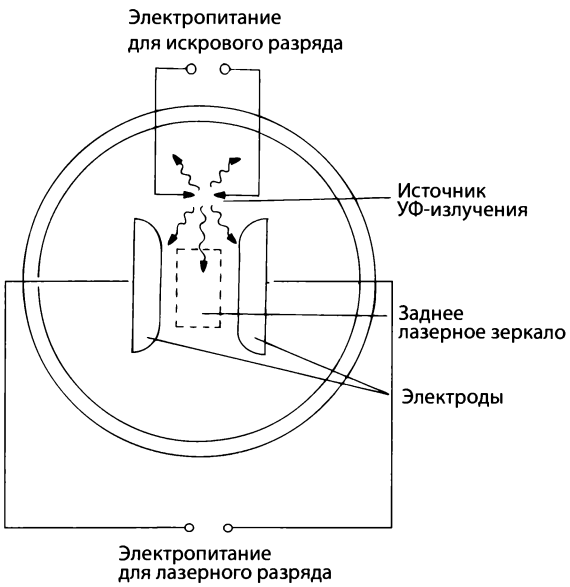


Рис. 7.2. Чертеж в разрезе: лазер поперечной накачки (азотный или на эксимере) с искровым разрядом для УФ-предыонизации

7.2. Лазеры на эксимере

«Эксимерами» именуют молекулы, не обладающие устойчивым основным состоянием. Этот термин был введен как сокращение от англ. excited dimer, что означает: двухатомная молекула, лишь на короткое время приобретающая «стабильность» в возбужденном состоянии. Когда эта молекула отдает свою энергию возбуждения через излучение и тем самым возвращается в основное состояние, она вновь распадается на свои два атома. Таким образом, по сравнению с возбужденным состоянием, основное состояние обладает чрезвычайно коротким временем жизни. У лазеров на эксимере это нестабильное основное состояние одновременно является нижним лазерным уровнем, что представляется весьма благоприятным, учитывая короткое время жизни для перенаселенности. В лазерах используются, в частности, галоидные соединения на инертном газе, как то: ArF*, KrF*, XeCl*, XeF* и димеры инертного газа — Ar^*_2, Kr^*_2. Индекс

* показывает, что речь идет о молекулах с электронным возбуждением, существующих лишь совсем короткое время в основном состоянии либо вообще не имеющих такового. Инертные газы в основном состоянии не входят в химические соединения. Поэтому, еще до разработки лазеров на эксимере, скрупулезно изучалась смесь инертных газов с химически агрессивными молекулами, галогенами в электрических разрядах, где образовывались ионы и возбужденные состояния. При этом обнаружилось интенсивное УФ-излучение, которое и послужило базой для создания лазеров на эксимере. Последние способны выдавать обладающие большой энергией импульсы с УФ-диапазоном выше 1 Дж при средней мощности более 300 Вт.

В коммерческих лазерах на эксимере используются почти исключительно галоидные соединения на инертном газе с длиной волны от 193 до 351 нм. Похожим образом сконструированы и F_2-лазеры, способные излучать волны длиной 157 нм.

По своему исполнению лазеры на эксимере сравнимы с азотными лазерами и CO_2-лазерами атмосферного давления с поперечной накачкой. Хотя коррозионноактивные галогены применяются в виде газов, этот тип лазеров пользуется достаточно большой популярностью. В настоящее время это одно из самых распространенных коммерческих устройств в УФ-диапазоне, имеющее многочисленные промышленные, медицинские и научные применения.

Энергетические уровни

Энергетические состояния двухатомных эксимерных галогенидов инертных газов, используемых для генерации лазерного излучения, показывает рис. 7.3а. Там представлена энергия молекул, или потенциал в зависимости от межатомного расстояния. При этом ***R*** означает атом инертного газа, а ***X*** — атом галогена.

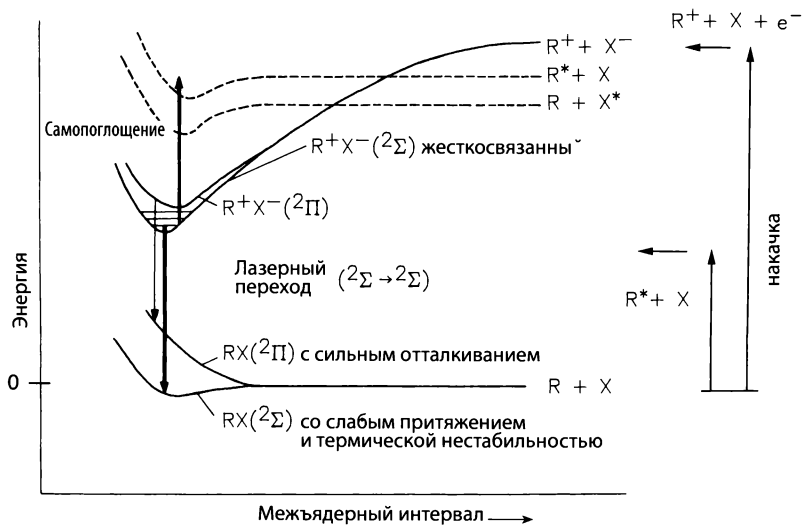


Рис. 7.3а. Энергетические состояния типичного эксимера (R = инертный газ, X = галоген)

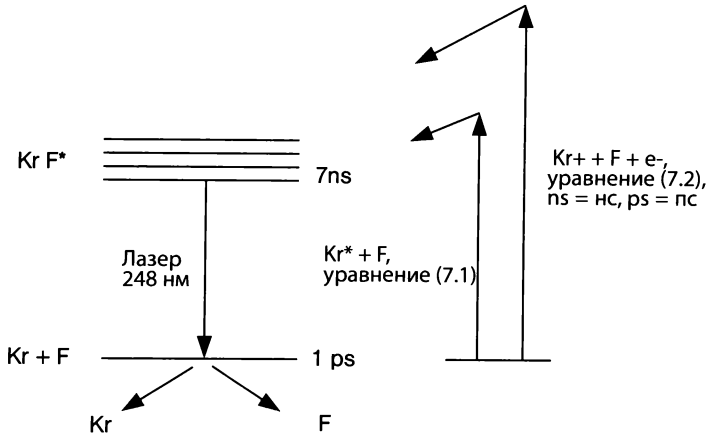


Рис. 7.3б. Упрощенная схема энергетических уровней для KrF*-лазера

Шкала потенциала основного состояния $^2\Sigma$ очень плоская либо демонстрирует слабый минимум. Для XeCl* глубина потенциальной ямы примерно равна тепловой энергии kT, так что молекулы термически нестабильны и спонтанно диссоциируют. Как видно из рис. 7.3а, основное состояние расщеплено на Σ и Π-уровни, причем кривая Π-потенциала показывает сильное отталкивание.

Согласно таблице 1.5 при Σ-уровнях полного орбитального момента в направлении оси молекулы имеем: $\Lambda = 0$, а при Π-уровнях: $\Lambda = 1$.

Возбужденные состояния $^2\Sigma$ и $^2\Pi$ у KrF* обнаруживают низкие минимумы, в которых атомы обладают определенным равновесным интервалом. В этих состояниях молекула имеет сильную ионную связь, так как возбужденный атом инертного газа подобен атому щелочи. Поэтому связь галогенидов инертного газа идентична таковой у галогенидов щелочи, например, NaCl. Положительный ион инертного газа R^+ соединяется с отрицательным ионом галогена X^-. Возможны также молекулы со слабой ковалентной связью (на рис. 7.3а они показаны пунктирной линией), состоящие, например, из одного возбужденного атома инертного газа R* и одного атома галогена в основном состоянии.

Эксимеры образуются в газовых разрядах преимущественно в результате столкновений возбужденных Kr-атомов (Kr*) с F_2:

$$Kr^* + F_2 \rightarrow KrF^* + F. \qquad (7.1)$$

При приближении Kr* к F_2 первый отдает один из своих внешних электронов атому F_2, так что образуются F^-_2 и Kr^+ При притяжении обоих ионов атом F выталкивается из F^-_2, а Kr^+ и F^- образуют KrF*.

Наряду с этим начинается процесс рекомбинации ионов, образующихся в газовом разряде. Для сохранения импульса в ходе этого процесса требуется еще третий участник реакции, отсутствующий в уравнении реакции (7.2):

$$Kr^+ + F^- \rightarrow KrF^*. \qquad (7.2)$$

Здесь в качестве примера был выбран KrF*, но реакции для других галогенидов инертного газа аналогичны.

Упрощенная схема уровней для KrF*-лазера показана на рис. 7.3б. Лазерное излучение генерируется из связанного возбужденного состояния $^2\Sigma$ (рис. 7.3). Молекула в основном состоянии быстро диссоциирует, например, в течение 1 пс, в два своих атома, в результате чего населенность нижнего лазерного уровня остается практически нулевой. Это идеальный режим генерации лазера. Для сравнения напомним, что время жизни на верхних лазерных уровнях составляет, например, 7 нс для KrF* и 16 нс для XeF*.

Рис. 7.4 приводит в качестве типичного примера спектра галогенидов инертного газа спонтанное излучение KrF*, образующееся в разряде. Две зоны в УФ-спектре обусловлены $^2\Sigma \rightarrow {}^2\Sigma$ и $^2\Pi \rightarrow {}^2\Pi$-переходами. Еще одна полоса около 400 нм относится к трехатомному эксимеру Kr_2F^*.

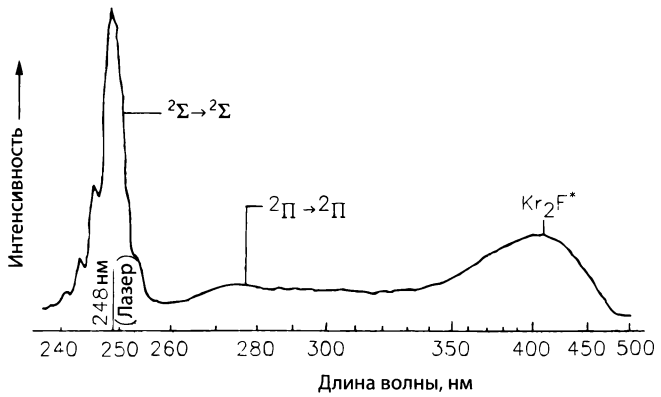


Рис. 7.4. Спектр излучения эксимера KrF*

Вообще, генерация излучения у лазеров в УФ-диапазоне достигается тяжелее, чем при длинных волнах в ИК-диапазоне. Это можно объяснить тем, что коэффициент Эйнштейна для вынужденного излучения и соответствующее эффективное поперечное сечение примерно обратно пропорциональны третьей степени частоты. К тому же нижний лазерный уровень лишь слабо связан или не связан совсем. Переходы в эти состояния обладают широким спектром частоты. По этой причине эффективное поперечное сечение для вынужденного излучения относительно невелико. Атомные и молекулярные переходы имеют эффективные поперечные сечения $\sigma = 10^{-15}$–10^{-12} см^2, в то время как для лазера на эксимере действительно значение 10^{-6} см^2. Малое эффективное поперечное сечение для вынужденного излучения требует при генерации лазерного излучения очень мощной накачки. В связи с этим до сих пор не удается генерировать непрерывное излучение с помощью лазеров на эксимере. При требуемых больших токах разряда спустя короткое время обнаруживаются нестабильности разряда и возникают иные проблемы.

Конструктивное исполнение

В случае коммерческих лазеров осуществляется возбуждение в разряде высокого напряжения, проходящего — из-за большого давления газа — поперек лазерного пучка. Данная конструкция практически идентична таковой у азотного лазера

и лазера атмосферного давления с поперечной накачкой (рис. 7.2). Для достижения усиления приходится прибегать к плотности электрической мощности, равной нескольким МВт/1 в объеме газа. Получить подобные мощности можно только в импульсном режиме.

Реакция образования (7.1) имеет для практического применения большее значение, чем реакция (7.2). Для осуществления обратной реакции фтор-радикала F газ обменивается между двумя импульсами. Для этого требуются скорости течения в несколько десятков м/с, чтобы при ширине пучка лазера от 5 мм получить частоту повторения порядка 1 кГц.

Давление газа составляет примерно от 1 до 4 бар. Газовая смесь содержит 5–10 % активного инертного газа, 0,1–0,5 % галогена (например, F_2) и буферный газ (He или Ne). В качестве примера можно назвать смесь газов для XeCl-лазера: 4–5 мбар HCl, 80 мбар Xe, 2,4 бар He в качестве буферного газа. Для получения однородного разряда необходима предыонизация с плотностью электронов $\approx 10^9$ см$^{-3}$. Это обеспечивается, например, посредством УФ-излучения (100–200 нм) из дополнительного искрового или коронного разряда либо с помощью рентгеновского излучения. При высоком давлении газа однородный разряд спустя несколько десятков наносекунд распадается на статистические разрядные каналы. Поэтому импульсы напряжения около 50 кВ ограничиваются длительностью 10–30 нс. При большой скорости накачки удается добиться высокого усиления $g = (0{,}1–0{,}2)$ см$^{-1}$, и энергия импульсов лазерного излучения достигает 4 Дж на литр газа — точно, как у CO_2-лазера. Плотность населенности верхнего лазерного уровня составляет примерно (10^{15}–10^{15}) см$^{-3}$. Коэффициент полезного действия подобного лазера на эксимере равняется 1–2 %.

По причине перехода из связанного состояния в свободное состояние ширина спектральной полосы лазерного излучения довольно велика — от 1 до 2 нм. Малая длительность импульсов приводит к большому числу оптических проходов в резонаторе. При этом нет никакой конкуренции между разными продольными модами, то есть они проявляются независимо друг от друга в зоне ширины полосы усиления — с образованием мод от 10^5 до 10^7. Длина когерентности поэтому довольно мала — около 0,1 мм. Профиль пучка (см. рис. 7.2) часто прямоугольный, обычно 1 см x 2 см. Качество пучка не очень хорошее, но может быть улучшено за счет нестабильных резонаторов.

С учетом высокого усиления требования к зеркалам не слишком строги. Для выхода можно использовать стекло без покрытия, с 4-процентным отражением *на любой по*верхности. Кварцевое стекло относится к стандартным материалам в ультрафиолетовой области спектра. Прозрачность кварцевого стекла рассчитана на более коротковолновую область. Кроме того, фтористо-водородная кислота HF, образующаяся в разрядах, способна вызвать коррозию. В силу этих причин в качестве материала для окон в коммерческих лазерах на эксимере используют обычно MgF_2 или CaF_2. Из-за сильных коррозионных свойств лазерного газа зеркальные покрытия и противоотражающие слои частично наносятся только на наружную поверхность окон трубки. Такая практика позволяет, кроме прочего, через определенные периоды эксплуатации производить очистку внутренних сторон с применением полировальных паст или т. п.

Большинство коммерческих лазеров на эксимере снабжены вакуумным насосом для осуществления необходимого газообмена. Откаченные газы токсичны и

не подлежат выбросу в атмосферу. Предельное число импульсов до необходимого нового заполнения приведено в таблице 7.2. Как правило, лазерная головка может эксплуатироваться поочередно с разными смесями газов, что позволяет генерировать лазерное излучение в разных областях УФ-спектра. Во время работы лазер подлежит непрерывной очистке, так как химически агрессивные галогены образуют с другими веществами молекулы, загрязняющие лазерный газ. Например, фтор образует CF_4 и фреоны, которые можно удалять посредством так называемой «холодильной ловушки». Далее, в импульсном разряде образуются аэрозоли, способные ухудшить качество пучка в результате рассеяния и повредить лазерные зеркала. Аэрозоли обычно удаляются с помощью фильтров, что позволило разрабатывать лазеры в герметичном корпусе. Агрессивность галогенов, особенно в плазменном состоянии, а также высокая интенсивность УФ-излучения приводят к серьезным проблемам с используемыми материалами. Поэтому пассивные компоненты изготовляют из керамики, а электроды — из никеля или латуни, достаточно стойких к таким галогенам, как фтор и хлор.

Таблица 7.2. Типовые характеристики коммерческих лазеров на эксимере

Лазерный газ		F^*_2	ArF*	KrF*	XeCl*	XeF*
λ	[нм]	157	193	248	308	351
E	[мДж]	10 – 40	10 – 500	10 – 600	300 – 1000	400
t_P	[нс]	___	___	10 – 30	___	___
частота повторения	[Гц]	2 000	4 000	2 000	300	400
P	[Вт]	40	80	180	300	100
срок службы газа	[10^6 импульсов]	50	100	250	100	70

Свойства важнейших коммерческих лазеров на эксимере приведены в таблице 7.2. Речь идет об источниках УФ-излучения самой высокой интенсивности, имеющих наибольшее распространение. Одной из самых широких областей применения является накачка лазеров на красителях для спектроскопических исследований. Другие области применения относятся к сферам фотохимии, обработки материалов и медицины — в частности, для отслойки тканей. В промышленной отрасли производства полупроводников они все чаще используются в качестве источников света для фотолитографии, постепенно вытесняя популярные ранее ртутные лампы.

Самую короткую длину волны (157 нм) из указанных в таблице 7.2 создает F_2-лазер, во многом похожий на описанные лазеры на эксимере. Такие лазеры функционируют с наполнением 99,85 % He и 0,15 % F_2. Требуемая плотность мощности в объеме газа примерно в 10 раз больше, чем у лазеров на эксимере. Это объясняется высокой энергией ионизации He и F_2.

Импульсы с особенно большой энергией создают лазеры на эксимере с накачкой электронными лучами (рис. 7.5). Вследствие высокого напряжения в вакууме электроны доводятся почти до скорости света. Токи составляют несколько 10 000 А с плотностью до 500 А/см^2, напряжение может достигать многих сотен кВ. Столь высокие мощности возможны только в импульсном режиме. Длительность импульсов составляет от 50 до 1000 нс. Серьезную проблему представляет доставка электронов из ускорительной камеры с созданным в ней вакуумом в резонатор с лазерным газом. Разделение обеих зон осуществляется с применением пленки

толщиной 30 мкм. Выходная энергия такого лазера на эксимере может составлять несколько сотен джоулей.

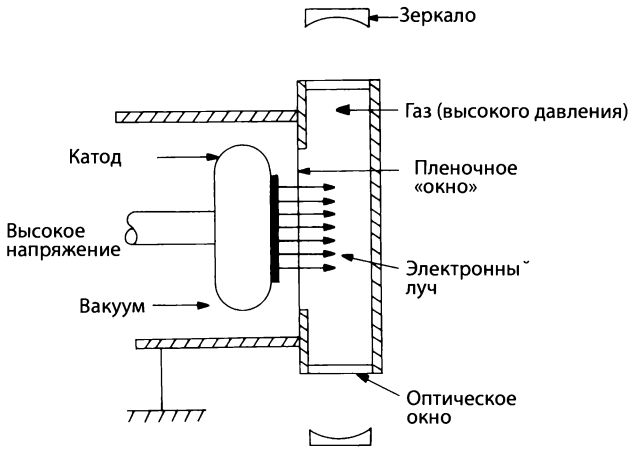


Рис. 7.5. Лазер на эксимере с электронной накачкой

Частотная селекция для литографских лазеров

Лазеры на эксимере все чаще находят применение в экспонирующих машинах для фотолитографии полупроводниковых структур при изготовлении интегральных схем, микропроцессоров и чипов памяти. В настоящее время популярны KrF-лазеры с длиной волны 248 нм и ArF-лазеры с длиной волны 193 нм. Проблемой остается пока довольно большая ширина линий = 1 нм. При использовании линзовых оптических систем для формирования изображения эти достаточно широкие полосы излучения из-за хроматической аберрации могут привести к неопределенным структурам.

С учетом этого обстоятельства, при использовании лазеров на эксимере в сфере фотолитографии нередко прибегают к сужению спектра генерации лазера. У KrF-лазера, например, с отражательной решеткой (см. п.18.4) и дополнительным эталоном с воздушным промежутком достигается уменьшение ширины линии до 0,3 пм. У ArF-лазера вогнутая решетка и специальное исполнение резонатора дают ширину линии 0,4 пм. Альтернативный способ снижения хроматической аберрации заключается в применении зеркальных оптических систем для формирования изображения. Такие отражательные оптические системы не имеют хроматической аберрации, поскольку отражение — в отличие от преломления в линзе — не зависит от материала. Следует, впрочем, отметить, что коэффициент отражения для света, поляризованного параллельно или, соответственно, перпендикулярно плоскости падения, отчетливо изменяется в зависимости от угла падения (см. п.14.1), особенно если таковой показывает значительное отклонение от нормали зеркал. Во избежание бесконтрольного изменения коэффициента отражения в зависимости от поляризации падающего лазерного излучения используются отражательные оптические системы с лазерами улучшенной поляризации, у которых, кроме прочего, спектр генерации сужен до нескольких десятков пм по ширине полосы излучения.

В качестве следующего шага в деле создания еще более мелких структур предлагается внедрение ArF-иммерсионных систем, при которых повышается числовая апертура и, следовательно, улучшается разрешение с помощью капли жидкости между объективом и подложкой (F_2-лазеры более не используются).

Преобразование частоты

При излучении в УФ-диапазоне нет прозрачных кристаллов для умножения частоты. Тем не менее, на основе нелинейных эффектов в газах могут генерироваться высшие гармоники — например, до седьмой гармоники, с укорочением длины волны KrF-лазера до 35 нм. Другой весьма эффективный метод изменения длины волны лазеров на эксимере состоит в индуцированном, или вынужденном комбинационном рассеянии. В результате фокусирования излучения в ячейке, заполненной, например, водородом под высоким давлением, образуется целый ряд линий. Особенно высокой интенсивностью отличаются при этом стоксовы линии с длиной волны больше, чем у падающего луча. Энергия при этом передается от фотонов к колебательным состояниям молекулы H_2. У антистоксовых линий, напротив, энергия возбуждающих молекул поступает на падающие фотоны. Длина волны в результате становится короче. На рис. 7.6 показаны длины волн, генерируемые ячейкой на комбинационном рассеянии для разных лазеров на эксимере. Преобразование осуществляется с высоким коэффициентом полезного действия.

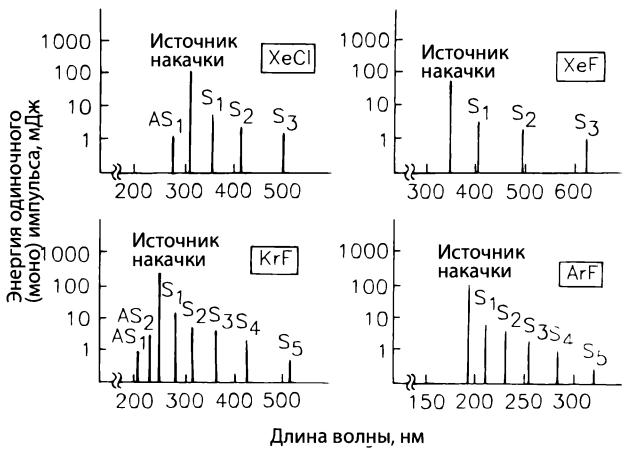


Рис. 7.6. Спектры ячеек комбинационного рассеяния H_2, возбуждаемые лазерами на эксимере. S = стоксовы линии, AS = антистоксовы линии

ЗАДАЧИ

7.1. Время жизни на верхнем уровне азотного лазера составляет τ_1 = 40 нс, на нижнем уровне τ_2 = от 10 мкс до 10 мс. Какие выводы из этого можно сделать в отношении временной характеристики лазерного излучения?

7.2. Азотный лазер длиной 0,5 м (поперечное сечение 4 x 11 мм) при давлении 0,05 бар для генерации излучения нуждается в напряженности электричес-

кого поля около 10 кВ/см. Какова величина требуемого импульса напряжения при продольной и поперечной накачке?

7.3. Длительность импульса лазера на эксимере составляет 20 нс. Сколько оборотов делает волна лазерного излучения, циркулирующая в резонаторе длиной 1,2 м?

7.4. Вычислить минимальный коэффициент отражения лазерных зеркал для азотного лазера длиной 0,9 м с дифференциальным усилением $g = 25$ м$^{-1}$.

7.5. В таблице 7.2 для коммерческого KrF*-лазера приведены следующие данные: энергия в импульсе $E = 1$ Дж, длительность импульса $\tau \approx 20$ нс, пиковая мощность $P_S = 15$ МВт, частота следования импульсов $f = 100$ Гц, средняя мощность = 20 Вт. Проверьте, совместимы ли эти характеристики друг с другом.

7.6. Интервал между колебательными уровнями H_2 составляет 4155 см$^{-1}$. Вычислить длины волн антистоксовой линии и первых трех стоксовых линий, образующихся при фокусировке излучения лазеров на основе XeCl ($\lambda = 308$ нм) и KrF- ($\lambda = 249$ нм) в H_2-ячейку.

7.7. Лазер на эксимере для обработки материалов генерирует излучение с площадью поперечного сечения $A = 1$ мм^2 и энергией в импульсе $Q = 50$ мДж. На какую толщину d возможен съем материала ($\rho = 1000$ кг/м^3)? Сделайте упрощенные допущения (теплота испарения $L = 2200$ кДж/кг).

ГЛАВА 8

ЛАЗЕРЫ НА КРАСИТЕЛЯХ

С более чем 100 красителями в водных или органических растворах (концентрация около 10^{-3} моль/литр) может (в зависимости от вида красителя) достигаться перестраиваемая генерация лазерного излучения от 300 нм до более 1 мкм. Здесь используется, как правило, оптическая накачка в импульсном и непрерывном режимах работы. Лазер на красителе в самом распространенном — перестраиваемом исполнении находит многочисленные применения в спектроскопии, медицине, биологии, в области защиты окружающей среды, а также в аналитической технике и разделении изотопов. Благодаря большой ширине полосы лазеры этого типа пригодны для генерации сверхкоротких импульсов (вплоть до единиц фемтосекунд), которые могут служить в целях изучения быстрых процессов, в том числе — фотосинтеза. В медицине лазер на красителе находит применение в дерматологии и фотодинамической терапии.

8.1. Свойства лазеров на красителях

В лазерах на красителях генерируется индуцированное излучение на основе флуоресцентных переходов в молекулах красящего вещества. Речь здесь идет о многоатомных молекулах с сопряженными связями и протяженной π-электронной системой. Известно, что флуоресценция обладает весьма высоким кпд. Химическая структура типовой молекулы красителя показана на рис. 8.1. Электронные энергетические состояния делятся на синглетные и триплетные состояния (общий спин $\boldsymbol{S} = 0$ или 1). В синглетном состоянии спины электронов располагаются встречно-параллельно, в то время как в триплетном состоянии два спина имеют параллельное расположение. Самые низкие энергетические состояния в двух этих уровневых системах (рис. 8.2) обозначены через $\boldsymbol{S}_0$ и $\boldsymbol{T}_1$, а более высокие — через $\boldsymbol{S}_1$, $\boldsymbol{T}_2$, $\boldsymbol{S}_2$ *и т. д.*. Переходы от синглетной системы к триплетной возможны лишь с ничтожной вероятностью (см. $\Delta \boldsymbol{S} = 0$, правила отбора в таблице 1.4). Данные электронные уровни значительно уширены за счет колебаний и вращений в молекуле и взаимодействий с растворителями. Отдельные колебательные или вращательные уровни не имеют разрешения в спектрах поглощения или флуоресценции. В целях упрощения возбужденные состояния в пределах электронных зон $\boldsymbol{S}_0$, $\boldsymbol{S}_1$, $\boldsymbol{T}_1$ и т. д. будут называться далее «колебательными уровнями».

Растворы красителей, согласно рис. 8.3, показывают сильное поглощение света в широком диапазоне длин волн, которое вызывается переходами $S_0 \rightarrow S_1$. На основе очень быстрых безызлучательных переходов возбужденные электроны в течение пикосекунд попадают в самый низкий колебательный уровень $\boldsymbol{S}_1$. Через несколько

наносекунд они переходят с большим квантовым выходом через излучательные переходы в колебательные уровни основного S_0-состояния. Излучаемый при этом свет сдвинут относительно поглощенного света к длинноволновой области (рис. 8.2 и 8.3). Вышележащие колебательные уровни основного состояния S_0 в результате столкновений с растворителем в течение пикосекунд расщепляются в самое низкое состояние. Эти переходы между колебательными уровнями происходят безызлучательно, что приводит к нагреванию жидкого растворителя.

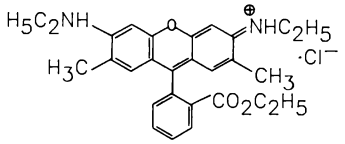


Рис. 8.1. Структура лазерного красителя — родамина 6Ж

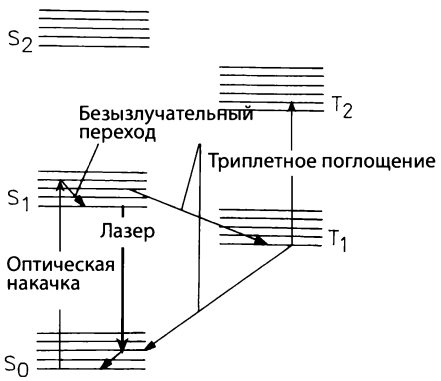


Рис. 8.2. Схема энергетических уровней и переходы у лазера на красителе

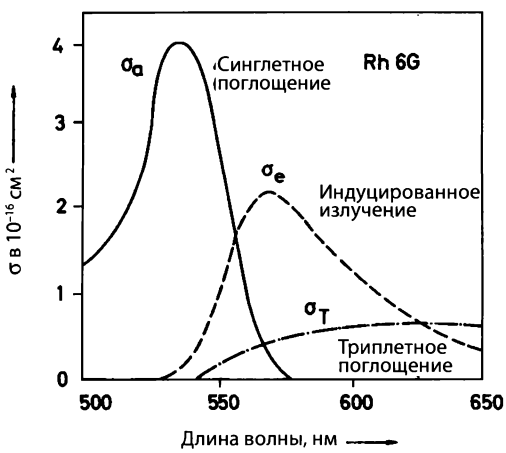


Рис. 8.3. Эффективные поперечные сечения для поглощения и индуцированного излучения родамина 6Ж в зависимости от длины волны

Оптическая накачка

Для генерации лазерного излучения красители возбуждаются путем оптической накачки. При этом верхний лазерный уровень энергии есть одновременно самый нижний колебательный уровень S_1. Время жизни около 1 нс дольше, чем в нижнем лазерном состоянии, которое является возбужденным колебательным уровнем основного состояния S_0. В течение пикосекунд он в результате релаксации переходит в самый нижний колебательный уровень.

В процессе возбуждения имеют место следующие потери: на поглощение в вышележащие синглетные состояния ($S_1 \rightarrow S_2$), а также на безызлучательные переходы в триплетное состояние ($S_1 \rightarrow T_1$). При интенсивной накачке S_1-состояние получает высокую населенность. Поскольку разности энергий между отдельными S-состояниями примерно равны, то при накачке происходят также переходы $S_1 \rightarrow S_2$, что препятствует генерации лазерного излучения. Состояние T_1 метастабильно (10^{-7} — 10^{-3} с), поэтому во время накачки в этом состоянии собирается большое число молекул красителя. Они могут в результате поглощения усиливаемого излучения перейти на вышележащие триплетные уровни, тем самым затрудняя или подавляя процесс генерации лазерного излучения.

Необходимое для перехода $S_0 \rightarrow S_1$ время составляет порядка 10 нс. При возбуждении лазера на красителе короткими импульсами триплет-эффекты роли не играют. Однако при длительности импульсов более 100 нс и непрерывном возбуждении они — в случае некоторых видов красителей — способны привести к срыву генерации лазерного излучения. С помощью соответствующих добавок — O_2 или COT (циклооктатетраен) — можно уменьшить столкновительную T-населенность. В результате понижается нежелательное триплетное поглощение лазерного излучения. К другому способу сокращения триплет-эффекта прибегают в случае лазеров непрерывного действия, когда краситель протекает через зону возбуждения. При скоростях от 10 до 100 м/с красители проходят активную зону за 1 мкс. Высокая T_1-населенность при этом невозможна.

8.2. Возбуждение с помощью ламп-вспышек

Благодаря применению ламп-вспышек удается создать довольно экономичные конструкции лазеров. При этом используются специальные лампы, отличающиеся коротким периодом нарастания (100 нс) и расположенные коаксиально вокруг цилиндрической кюветы: они генерируют лазерные импульсы длительностью от 0,1 до 3 мкс. Эти лампы-вспышки состоят из двойного цилиндра, причем во внутреннем цилиндре находится раствор красителя, а в стенке предусмотрен разрядный канал. Энергия накачки составляет от 50 до 500 Дж. Здесь находят применение и линейные Хе-лампы (10–60 Дж) — такие же, как у твердотельных лазеров. С учетом населенности триплетного состояния требуются короткие импульсы накачки.

Выходная мощность коммерческих лазеров на красителях с лампой-вспышкой может достигать 20 Вт, а энергия импульсов — несколько джоулей. Частота следования импульсов находится в диапазоне от 1 до 100 Гц. При этом необходимо — во избежание нежелательного нагрева — позаботиться о механической циркуляции

накаченного оптическим способом красителя. Коэффициент полезного действия для преобразования электрической энергии, необходимой для срабатывания лампы-вспышки, в лазерное излучение, составляет около 0,5 %. При накачке с помощью лампы-вспышки раствор красителя довольно сильно нагревается. Это приводит к образованию свилей, что ухудшает оптическое качество пучка и затрудняет одномодовую генерацию.

Сравнительная характеристика лазеров на красителях, накачка которых осуществляется с применением ламп-вспышек и лазеров, приведена в таблице 8.1. Благодаря способу возбуждения лампой-вспышкой достигается, прежде всего, высокая энергия лазерного излучения и большая средняя мощность.

Таблица 8.1. Свойства лазеров на красителях с разными источниками накачки (по данным Кнойбюля и Зигриста). Указанные диапазоны перестройки достигаются при использовании многих красителей

Источник накачки	Средняя мощность	Пиковая мощность	Длительность импульсов	Ширина линий
Лампа-вспышка	100 Вт	10^5 Вт	0,1 – 10 мкс	Многомодов.: 10^{-1}–10^{-2} нм одномодов. 10^{-4} нм
Nd: ИАГ (532; 355 нм)	1 Вт	10^6 Вт	10 нс	100 МГц
Азотный лазер	1 Вт	10^5 Вт	1 – 10 нс	Фурье-ограничение
Лазер на эксимере	10 Вт	10^7 Вт	1 – 10 нс	
Непрерывный Ar+- лазер	20 Вт		непрерывная	1 МГц

8.3. Возбуждение с помощью лазера

При накачке лазеров на красителях для применения в спектроскопии нередко используют другие импульсные или непрерывные лазеры. Длина волны накачки оптимально выбирается для возбуждения конкретного красителя, что позволяет избежать нежелательного эффекта нагрева и получить лазерный пучок хорошего качества.

Импульсные лазеры (нс)

В качестве источников накачки лазеров на красителях часто привлекают другие импульсные лазеры в ультрафиолетовой или видимой области спектра: азотный лазер (337 нм), лазер на меди (510 нм), лазер на эксимере (УФ), рубиновый лазер (694 нм) или лазер с умноженной частотой Nd: ИАГ (532 нм и 355 нм). Эти лазеры накачки генерируют импульсы в наносекундном диапазоне при мощностях от 1 до 100 МВт. Длительность накачки короче времени перехода в триплетной системе ($S_1 \rightarrow T_1$), так что здесь не возможна сколько-нибудь значимая триплетная населенность. Поэтому могут использоваться и такие красители, которые в силу их короткого ($S_1 \rightarrow T_1$) времени перехода не пригодны для накачки с применением лампы-вспышки. Световой импульс длиной 1 нс соответствует цугу волн в 30 см. Длина резонатора лазера на красителе должна быть значительно меньше, чтобы лазерная волна как можно чаще проходила через активную среду.

Излучение для накачки может вводиться в раствор красителя в продольном либо поперечном направлениях. В настоящее время при импульсных лазерах чаще используют поперечную накачку (рис. 8.4). Излучение накачки фокусируется с помощью цилиндрической линзы. Это излучение интенсивно поглощается, и максимальная инверсия преобладает в тонком слое в фокальной линии шириной около 0,2 мм. Для селекции длины волны узкий лазерный пучок расширяется с помощью телескопа или нескольких призм и отражается на поворотной дифракционной решетке. Основным поводом для такой дивергенции служит облучение большей поверхности решетки. В результате возрастает спектральная резкость излучения, так как разрешающая способность понижается с количеством эффективных штрихов решетки. Достигаемая ширина линий составляет около 0,1 нм. Далее, в результате расширения уменьшается плотность мощности и расходимость пучка. Частота следования импульсов у лазеров накачки на ИАГ, легированном неодимом, или лазеров на эксимере составляет несколько сотен Гц. С помощью лазеров на меди может быть достигнуто несколько десятков кГц с кпд порядка 50 %.

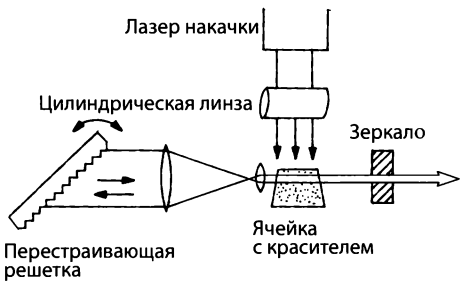


Рис. 8.4. Конструкция импульсного лазера на красителе с поперечной накачкой. Ячейка с красителем имеет наклонные стенки — во избежание генерации лазерного излучения между плоскостями

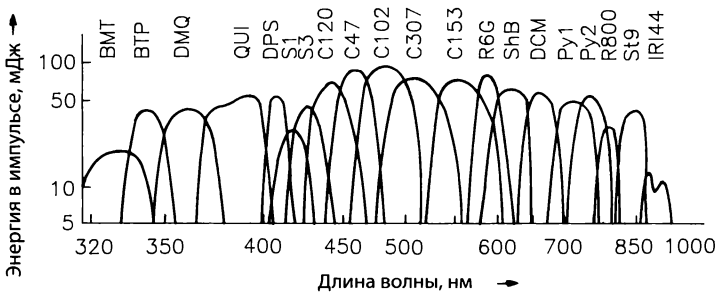


Рис. 8.5. Диапазоны перестройки и типовые величины энергии импульсов разных красителей при накачке лазерами на эксимере (данные фирмы «Ламбда-физика»)

Для лазеров на красителях, накачиваемых импульсными лазерами, предлагается множество красителей с разными свойствами. На рис. 8.5 представлена спектральная характеристика соединений, возбуждаемых разными лазерами на эксимере в УФ-диапазоне. Длины волн могут быть от 300 до 1000 нм.

Если сравнивать с лампами-вспышками, можно назвать следующие преимущества накачки с помощью импульсных лазеров: высокая пиковая мощность в диапазоне мегаватт, короткие импульсы в единицах наносекунд, частота следования импульсов выше 100 Гц, большие диапазоны перестройки — особенно в случае накачки УФ-лазерами.

Непрерывные лазеры

В области спектроскопии высокого разрешения предпочтение отдается лазерам на красителях для накачки непрерывными ионными лазерами (Ar+ и Kr+). При этом раствор красителя в виде свободно падающей струи протекает через зону фокуса излучения накачки. Из-за быстрого течения имеет место уменьшенная населенность и пониженное поглощение на триплетном уровне. Два типовых исполнения показаны на рис. 8.6 и 8.7. В конструкции по рис. 8.6 пучки лазера накачки и лазера на красителе проходят коаксиально. В этом случае зеркала резонатора приходится снабжать специальным покрытием с целью обеспечения пропускания волны накачки. В самой распространенной конструкции по рис. 8.7 пучок лазера накачки проходит с легким опрокидыванием относительно оси резонатора мимо зеркал в краситель. Это дает то преимущество, что поток красителя, выходящий из щелевого сопла, используется под углом (полной поляризации) Брюстера. В результате удается избежать потерь при отражении, и лазерный пучок поляризуется. Но по причине наклонного потока красителя возникает эллиптическое искажение (астигматизм) пучка лазера. Это искажение компенсируется за счет исполнения резонатора с ломаной траекторией пучка, ибо при наклонном отражении на вогнутом зеркале также возникает астигматическое искажение. Волна накачки находится — в зависимости от фокусировки и числа оптических поверхностей в резонаторе — в диапазоне от нескольких милливатт до нескольких ватт. В зависимости от используемого красителя может быть преобразовано до 30 % поглощенной мощности. Элементы для селекции длины волны по рис. 8.7 подробнее рассматриваются ниже, а также в главе 18.

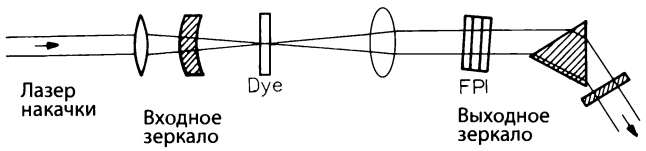


Рис. 8.6. Конструкция лазера на красителе с продольной накачкой

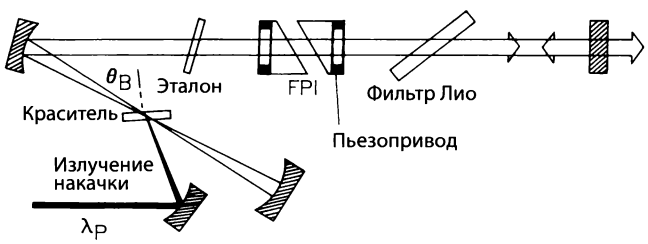


Рис. 8.7. Лазер на красителе с ломаной траекторией пучка в непрерывном режиме генерации

При непрерывных лазерах на красителях в одномодовом режиме может быть достигнута высокая стабильность частоты (от МГц до кГц) вследствие температурной и механической стабилизации, а также на основе активного регулирования. Особенно высокие мощности в одномодовом режиме получают с помощью кольцевых лазеров (рис. 8.8). В линейном резонаторе по рис. 8.6 или 8.7 образуются стоячие волны, что приводит к пространственной модуляции усиления. Благодаря этой пространственной модуляции возможно скачкообразное изменение моды (см. также главу 13). В кольцевом резонаторе (рис. 8.8.) при наличии особых оптических элементов может быть индуцирована бегущая только в одном направлении волна. Эти элементы, образующие так называемый оптический диод, состоят, например, из фарадеевского вращателя и поляризатора. При этом поляризованный свет может проходить только в одном направлении. В противоположном направлении потери столь велики, что возбуждается лишь одна циркулирующая волна. Таким образом, при кольцевом лазере удается избежать стоячих волн, и все активные молекулы могут «работать на усиление». В одномодовом режиме, следовательно, достигается до 15 раз более высокая мощность.

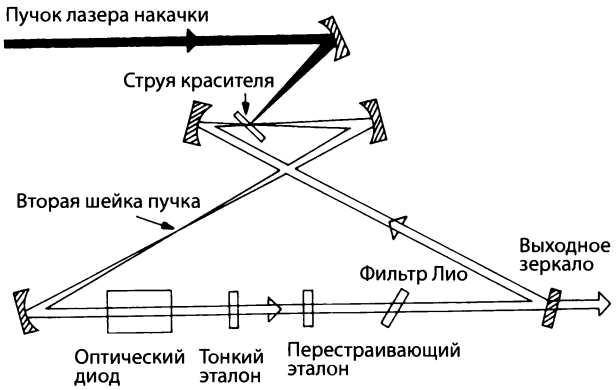


Рис. 8.8. Кольцевой лазер на красителе для одномодовой генерации

Диапазоны перестройки для лазеров на красителях при импульсной и непрерывной накачке показаны на рис. 8.9. Здесь покрывается вся видимая область спектра — почти до ИК-зоны около 1 мкм. При накачке с помощью УФ-лазеров эта зона простирается почти до ультрафиолетовой области.

Большой диапазон перестройки лазеров на красителях в силу своей широкополосной флуоресценции считается одним из главных достоинств подобного исполнения. Для селекции длин волн используются разные конструкционные элементы, как то: решетки, призмы, фильтры и эталоны. В то время как решетки находят применение, в основном, при импульсных лазерах на красителях, для непрерывной генерации больше подходят фильтры Лио. При этом речь идет о двоякопреломлящей кристаллической пластинке, установленной в пучке под углом Брюстера (см. главу 18). Перестройка осуществляется по широким диапазонам примерно от 100 нм через вращение фильтра перпендикулярно к плоскости пластины. Позади анализатора получают зависимое от длины волны пропускание, обеспечивающее ширину линии лазерного излучения 0,1 нм — примерно так, как это бывает при наличии решетки. С дополнительными филь-

трами Лио большей толщины либо эталонами Фабри — Перо удается получить еще большее сужение спектра генерации лазера (рис. 8.7 и 8.8). Для одномодового режима используют обычно три фильтра или, соответственно, два эталона. При непрерывной перестройке одномодового лазера одновременно изменяются длина резонатора и пропускание селективных элементов. Диапазоны перестройки без скачков моды достигаются на уровне 100 ГГц.

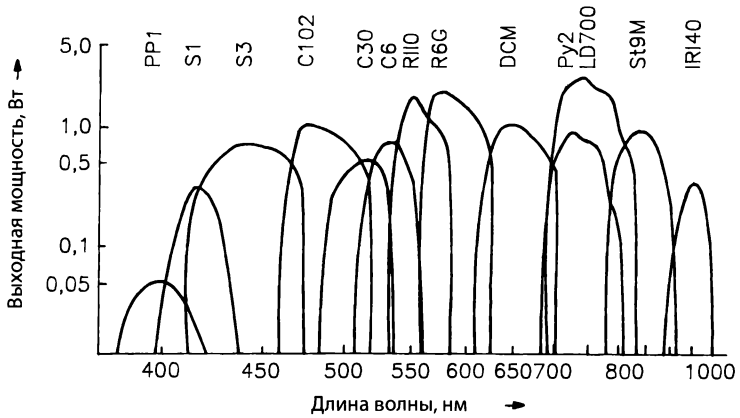


Рис. 8.9. Диапазоны перестройки и выходные мощности разных красителей при возбуждении непрерывными Ar+- и Kr+- лазерами. (Данные фирмы «Когерент Радиацион»). Сравнение с рис. 8.5. показывает, что у лазеров непрерывного действия диапазоны перестройки не столь широки, как у импульсных лазеров

Сверхкороткие импульсы

В лазерах с большой оптической шириной полосы обычно имеют место многочисленные моды. В результате синхронизации мод возможно такое наложение отдельных волн, что с регулярными интервалами ($t = 2L/c$) будут возникать короткие импульсы. При непрерывных лазерах на красителях используется синхронная накачка и пассивная синхронизация мод (см. п.17.4).

Для синхронной накачки применяют ионные лазеры с синхронизованными модами. Подобные ионные лазеры генерируют импульсы длительностью 20 пс со средней мощностью около 1 Вт. Излучение накачки вводится в краситель, как показано на рис. 8.7. Предпосылкой генерации сверхкоротких импульсов является то, что длины резонаторов лазера накачки и лазера на красителе равны с точностью до нескольких микрометров. В этом случае усиление активной среды лазера модулируется с круговой частотой света в резонаторе $f = c|2L$. При этом время отражения верхнего лазерного уровня красителя должно быть примерно на 5 нс короче $2L/c$ — времени прохождения лазерного излучения через резонатор в прямом и обратном направлениях. Здесь, в отличие от активной синхронизации мод, модулируются не потери, а усиление. В результате в лазере на красителе образуются импульсы, которые на 2–3 десятичных порядка короче импульсов накачки, чем обеспечивается достижение длительности импульсов около 0,1 пк.

Еще более короткие импульсы до 25 фс можно получить при лазерах с пассивной синхронизацией мод. Здесь работа ведется с непрерывными лазерами накачки. Благодаря этому отпадает необходимость во взаимной стабилизации длин лазера на красителе и лазера накачки. Синхронизация мод обеспечивается действием насыщающегося резонансного поглотителя (просветляющегося фильтра). Первоначально использовались схемы кольцевого лазера (без оптического диода) — подобного тому, что показан на рис. 8.8, но со вторым фокусом. Здесь роль насыщающегося поглотителя также играет свободно падающий луч. В лазере формируются тогда два импульса, проходящих в прямом и обратном направлениях, встречающихся в поглотителе и просветляющих его. Одиночный импульс обладал бы меньшей интенсивностью, слабее просветлял бы поглотитель, поэтому он здесь не формируется. Нелинейное пропускание при каждом прохождении в прямом и обратном направлениях приводит к укорочению обоих импульсов, пока не устанавливается равновесие с эффектами удлинения импульсов (групповая дисперсия скоростей). Этот способ известен также как CPM = от англ. colliding pulse modelocking. Между тем доказано, что импульсы сравнимой длительности могут генерироваться также и пассивными поглотителями в линейных резонаторах согласно рис. 8.7.

Дальнейшее укорочение до единиц в несколько фемтосекунд происходит по принципу сжатия импульсов в стекловолокнах (см. таблицу 8.2), и тогда цуг световых волн состоит всего из нескольких длин.

Таблица 8.2. Генерация сверхкоротких импульсов лазерами на красителях

Способ генерации	Длительность импульсов	Длина цуга волн
Накачка импульсным лазером	100 пикосекунд	500 000 длин волн
Синхронная накачка	100 фемтосекунд	50 длин волн
Пассивная синхронизация мод + сжатие импульсов	25 фемтосекунд	12 длин волн
	6 фемтосекунд	3 длины волн

ЗАДАЧИ

8.1. Непрерывный лазер на красителе накачивается аргоновым лазером (расходимость пучка 1 мрад). Излучение накачки фокусируется линзой с $f = 5$ см в раствор красителя, протекающий со скоростью $v = 50$ м/с. Сравнить длительность пребывания молекул красителя в излучении накачки с временем жизни в триплетном состоянии.

8.2. Лазер на родамине 6Ж (Rh6G, $\lambda = 580$ нм) накачивается азотным лазером ($\lambda = 337$ нм). Какой будет величина максимально возможного кпд?

8.3. Объяснить на основе геометрической оптики принцип действия трехзеркального резонатора по рис. 8.7.

8.4. Какими преимуществами обладает кольцевой лазер на красителе (рис. 8.8)?

8.5. Лазер на красителе генерирует излучение в диапазоне от 560 до 650 нм. Определить минимальную длительность импульсов при синхронизации мод.

ГЛАВА 9

ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ

Активная среда большинства твердотельных лазеров состоит из кристаллических или стеклянных стержней длиной в несколько сантиметров либо из дисков миллиметровой толщины, легированных оптически активными ионами. Для этого используются обычно переходные металлы (Cr, Ni, Co) или редкие земли (Nd, Er, Ho). Лазерное излучение генерируется частично во внутренних незаполненных оболочках, в значительной степени экранированных от кристаллического поля. Переходы здесь узкополосные, как и у свободных атомов, и находятся в инфракрасной или видимой области спектра. Помимо этого существуют и широкополосные уровни, необходимые для создания перестраиваемых лазеров.

При легировании часть атомов (от 10^{-4} до 10^{-1}) замещается примесными атомами. В соответствии с этим плотность лазерных частиц составляет около 10^{19} $см^{-3}$, что значительно выше плотности частиц в газовых лазерах (от 10^{15} до 10^{17} $см^{-3}$). Возбуждение осуществляется путем так называемой оптической накачки с использованием ламп, полупроводниковых диодов либо других лазеров. Поскольку время жизни на верхних лазерных уровнях является в большинстве случаев весьма продолжительным, в твердых телах удается накопить большую оптическую энергию с выделением высокой энергии и мощности импульсов при малой длительности последних. Рабочее вещество для твердотельного лазера — кристалл или стекло — должно обладать благоприятными оптическими, механическими и термическими свойствами, в том числе: бессвильностью (оптической однородностью), стойкостью к растрескиванию и высокой теплопроводностью. Для изготовления кристаллов выбирают оксиды и фториды, для стекол — фосфаты и силикаты.

Из оксидов можно назвать, в частности, сапфир, гранаты и алюминаты. Первым лазерным веществом стал сапфир Al_2O_3 рубинового лазера. Из гранатов наиболее известны $Y_3Al_5O_{12}$ (ИАГ = иттрий-алюминиевый гранат), $Gd_3Ga_5O_{12}$ (ГГГ = гадолиний-галлиевый гранат) и $Gd_3Sc_2Ga_3O_{12}$ (ГСГГ = гадолиний-сканди й-галлиевый гранат), используемые в неодимовых лазерах. Из алюминатов, выбранных в качестве активной среды лазера, можно назвать $YAlO_3$, легированный Nd, Er, Mo или Tm. Кроме того, находят применение легированные неодимом вольфраматы (Nd: $CaWO_4$) и бериллаты (Nd: $La_2Be_2O_5$). Что же касается фторидов, то здесь особый интерес представляют CaF_2 и $YLiF_4$, легированные разными ионами — Nd, Ho и Er.

В специальном классе твердотельных лазеров энергетические уровни уширены в результате взаимодействия световых электронов с колебаниями кристаллической решетки. Это обстоятельство позволяет таким лазерам осуществлять широкополосную непрерывную перестройку длины волны. Важнейшими представителями здесь являются лазеры: на александрите (Cr^{3+}: $BeAl_2O_4$), на TiSa (Ti^{3+}: Al_2O_3), фостерите (Cr^{4+}: Mg_2SiO_4), а также хром-LiSAF-лазер (Cr: $LiSrAlF_6$) и др.

Еще один класс перестраиваемых твердотельных лазеров представляют установки на центрах окраски, где используются кристаллы щелочных галогенидов с дефектами, вызывающими определенную окраску кристаллов.

Ниже будет рассмотрены важнейшие твердотельные лазеры коммерческого назначения, у которых длины волн в области спектра от красной до инфракрасной составляют от 0,7 до 3 мкм.

9.1. Рубиновые лазеры

Рубиновый лазер является первой реализованной на практике лазерной системой. Здесь в качестве активной среды используется кристаллический стержень из синтетического рубина, основу которого составляет кристалл Al_2O_3 (сапфир), легированный трехвалентными ионами хрома (Cr^{3+}: Al_2O_3). При вытягивании кристалла в данном случае к расплаву Al_2O_3 добавляется 0,05 весовых % Cr_2O_3, в результате в кристаллической решетке примерно 10^{19} ионов Al^{3+} замещаются ионами Cr^{3+}, что и придает кристаллу характерную красноватую окраску. Лазерные переходы происходят в электронных оболочках ионов Cr^{3+}

Схема энергетических уровней

Упрощенная схема энергетических уровней рубинового лазера показана на рис. 9.1. В результате оптической накачки (обычно с применением лампы-вспышки) электроны поднимаются с основного уровня $^4A_2$ в зоны $^4F_2$ и $^4F_1$. Спектр поглощения рубина для света накачки отображен на рис. 9.2. Используемые там обозначения энергетических уровней не соответствуют обозначениям, принятым в отношении свободных атомов и ионов, а заимствованы из теории кристаллических полей, описывающей воздействие электрического поля внешних атомов активного кристалла на примесные центры Cr^{3+}

От полос поглощения электроны менее чем за 1 наносекунду безызлучательно переходят в верхний лазерный уровень ^2E, который расщепляется на уровни $\bar{E}$ и 2$\bar{A}$ с интервалом 29 $см^{-1}$. Между двумя этими уровнями осуществляется быстрый энергообмен (< 1 нс), так что можно вычислить соотношение величин населенности по распределению Больцмана. Для комнатной температуры получают почти одинаковую заселенность обоих уровней, а общее время жизни на $\bar{E}$ и 2$\bar{A}$ составляет 3 мс; эти уровни обозначаются как метастабильные состояния. Благодаря их долгому времени жизни большое число электронов во время короткого импульса света накачки имеет возможность собраться в верхнем лазерном уровне, так что при достаточно интенсивном поглощении возникает перенаселенность по сравнению с основным состоянием. Флуоресценция состоит из линий R_1 и R_2 уровней $\bar{E}$ и, соответственно, 2$\bar{A}$. Линия R_1 достигает порога генерации лазера раньше, так что обычно только она и возбуждается.

Из рис. 9.2 видно, что поглощение света накачки носит анизотропный характер, то есть зависит от направления напряженности светового поля E относительно оси кристалла. То же относится и к эффективным поперечным сечениям излучения, в связи с чем лазерное излучение поляризовано в том самом направлении,

где эффективное поперечное сечение является наибольшим для вынужденного излучения.

Рубиновый лазер есть двухуровневая система, недостаток которой заключается в том, что около 50 % атомов должно быть возбуждено, прежде чем будет достигнута перенаселенность и произойдет усиление света. Это требует высокой энергии накачки для достижения порога лазерного излучения. Благоприятно сказывается долгое время жизни (3 мс) на верхнем лазерном уровне, позволяющее сохранить умеренную мощность накачки. Необходимая высокая скорость накачки в практических условиях может быть получена только в импульсном режиме. Еще одним недостатком трехуровневой системы является то, что самопоглощение происходит, в частности, в слабо накаченных зонах кристалла.

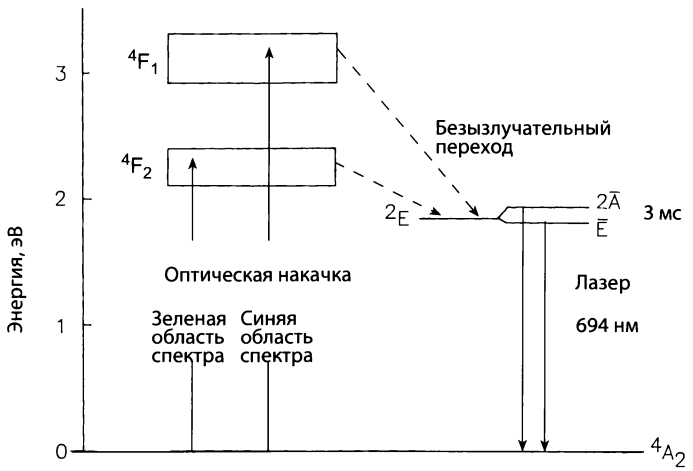


Рис. 9.1. Энергетический уровень и переходы у рубинового лазера

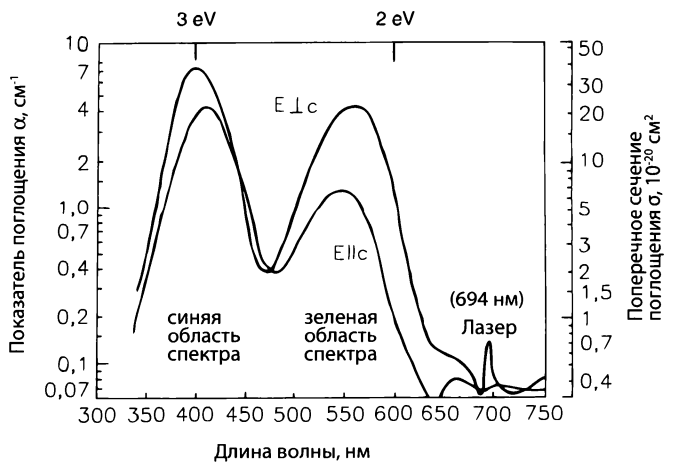


Рис. 9.2. Спектр поглощения рубина (легирование 1,9 10^{19} см$^{-3}$ в Al_2O_3) при комнатной температуре (верхняя кривая: электрическое поле света перпендикулярно оси c; нижняя кривая: то же, параллельно оси c) (по данным Кнойбюля, Зигриста и Кёхнера)

В качестве альтернативы рубиновому лазеру может быть предложена система Pr: $YLiF_4$. Там легированный празеодимом иттрий-литий-фторидный (ИЛФ) кристалл имеет несколько линий излучения в красной области спектра и представляет собой 4-уровневый лазер, нуждающийся в гораздо меньшей энергии накачки, чем устройство на рубиновом стержне. Правда, кристаллы ИЛФ в механическом смысле не столь стабильны, как рубиновые кристаллы, но зато с ними очень легко обращаться.

Излучение рубиновых лазеров

Длина волны рубинового лазера (R_1-линия) составляет 694,3 нм при комнатной температуре. Эта линия однородно уширена с частотой 300 ГГц. За такое уширение отвечают колебания решетки, которые резонансную частоту каждого лазерного атома модулируют с очень высокой частотой, в результате чего и происходит уширение. При охлаждении до 77 К (температура жидкого азота) длина волны сдвигается до 693,4 нм.

В рубине может быть возбуждена и вторая линия R_2 с длиной волны 692,9 нм — при условии подавления нормально возникающей линии R_1. Линия R_2 исходит от уровня 2 Ā, находящегося примерно над уровнем $\bar{E}$. Так как между обоими уровнями происходит быстрое взаимодействие, линия R_1, обладающая более высоким показателем усиления, при генерации лазера уменьшает перенаселенность.

Максимальная энергия в импульсе у рубинового кристалла определяется на основе концентрации Cr (примерно $n = 1{,}6 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$) и энергии фотонов ($hf = 1{,}8$ эВ $= 2{,}86 \cdot 10^{-19}$ Вт-с). При сверхсильной накачке основное состояние полностью опустошается. Тогда имеем в уровнях 2Ā и $\bar{E}$ плотность запасенной энергии в кристалле: $E = n \cdot hf = 4{,}6$ Дж/см^3. В лазерном импульсе можно получить, таким образом, максимальную плотность энергии: $E_p \approx nf/2 = 2{,}3$ Дж/см^3. При этом предполагается, что верхний лазерный уровень в процессе излучения больше уже не подлежит накачке.

Рубиновый лазер, как и все прочие твердотельные лазеры, может использоваться в следующих режимах генерации: нормальном (или стандартном), с модулированной добротностью, с синхронизацией мод (см. таблицу 9.1). Непрерывный режим (мощность 1 мВт) практического значения не имеет. В стандартном (нормальном) режиме излучение рубинового лазера осуществляется во время импульса накачки не непрерывно, а с сильными статистическими пульсациями мощности — так называемыми «пичками» (рис. 9.3). В особых случаях наблюдаются также регулярные, или закономерные релаксационные колебания. Появление «пичков» может расцениваться как процесс установления лазера, который после включения света накачки достигает своей стационарной интенсивности только после того, как его мощность многократно превзойдет стационарное конечное значение. Данное явление успешно используется при решении проблем обработки материалов.

Таблица 9.1. Разные режимы работы рубинного лазера ($\lambda = 694{,}3$ нм) с типовыми характеристиками излучения

Режим генерации	Длительность импульсов	Импульсная мощность	Энергия в импульсе
— стандартный импульсный	0,5 мс	100 кВт	50 Дж
— с модуляцией добротности	10 нс	100 МВт	1 Дж
— с синхронизацией мод	20 пс	5 ГВт	0,1 Дж

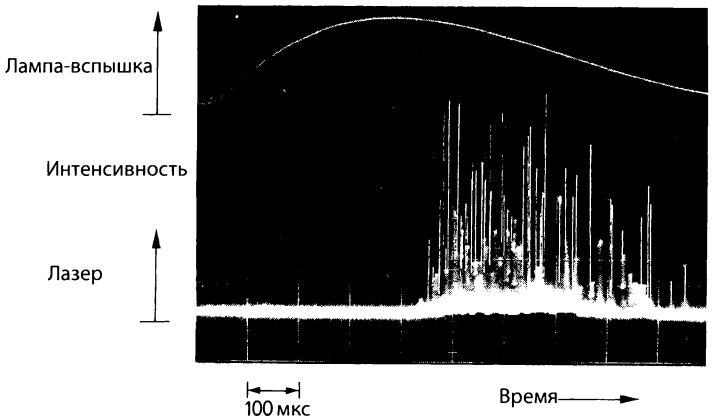


Рис. 9.3. Нормальные импульсы излучения («пички») у рубинового лазера (нижняя кривая) и импульсы лампы-вспышки (верхняя кривая)

Для получения определенных свойств пучка при высокой энергии используют схему генератор — усилитель. В генераторе проще контролировать расходимость пучка, распределение интенсивности в пучке (предпочитается TEM_{00}-мода), ширину линий и изменение излучения во времени, поскольку отсутствует необходимость в одновременной высокой выходной энергии. Последняя достигается с одной либо несколькими ступенями усилителя. Максимально возможный показатель усиления составляет $g = 0{,}2$ см$^{-1}$. Таким образом, со стержнем длиной 20 см возможно усиление $G = e^4 \approx 50$, что вполне может быть реализовано на практике. При этом следует иметь в виду, что такие величины усиления относятся только к низкой входной интенсивности.

Конструктивное исполнение рубиновых лазеров

Стержни коммерческих рубиновых лазеров изготовляются обычно длиной 30 см и диаметром до 2,5 см. Оптимальное легирование составляет 0,05 весовых % Cr_2O_3, что соответствует концентрации Cr^{3+}: $n = 1{,}6 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$. Для достижения порога лазерного излучения требуется минимальная энергия накачки: $E_S \approx 0{,}5 \cdot n \cdot h \cdot f_p \sim 3{,}2$ Дж-см$^{-3}$, причем $hf_p = 4 \cdot 10^{-19}$ Дж означает энергию одного фотона накачки. Из-за потерь на преобразование электрической энергии в световую и на ввод световой энергии в лазерный стержень плотность электрической пороговой энергии накачки (до 100 Дж/см^3) оказывается значительно выше. При плотности энергии накачки от 200 до 800 Дж/см^3 достигаются — в зависимости от длительности импульсов накачки — плотности выходной энергии: $E_{вых} = 2$–4 Дж/см^3 с коэффициентом полезного действия до 1 %.

Выбранный источник накачки должен соответствовать спектру поглощения (рис. 9.2). В результате накачки лазерный стержень нагревается и может оказывать фокусирующее действие. С учетом этого, частота импульсов ограничивается несколькими Гц. Техническое исполнение такого устройства приближается к конструкции лазера на стекле с неодимом, о чем подробнее сообщается в следующем разделе.

Важной областью применения рубинового лазера считается голография. Для этого приходится существенно сокращать число продольных мод ниже ширины

линии, чтобы получить длину когерентности в несколько метров. Путем установки частотно-селективных элементов удается уменьшить ширину линии, например, с 300 ГГц до 30 МГц. При этом используются лазерно-усилительные системы с энергией от 1 до 10 Дж.

9.2. Лазеры на алюмоиттриевом гранате с неодимом и альтернативные варианты

Известным твердотельным лазером является также неодимовый лазер, у которого генерируется излучение ионов Nd^{3+} Ион Nd^{3+} может быть встроен как активатор в разные рабочие вещества, причем для целей генерации лазерного излучения чаще всего привлекают кристаллы ИАГ (иттрий-алюминиевый гранат — $Y_3Al_5O_{12}$) и различные стекла. Кристалл ИАГ обладает высоким усилением и подходящими механическими и термическими свойствами, так что он находит применение в многочисленных непрерывных и импульсных лазерах.

Лазер на алюмоиттриевом гранате с неодимом относится к важнейшим типам лазеров, предназначенных для использования в науке и технике, особенно в измерительной технике, а также при обработке материалов, в медицине, спектроскопии и голографии.

Другим не менее популярным кристаллом является Nd: Cr: ГСГГ (гадолиний-скандий-галлиевый гранат, см. выше), у которого полосы поглощения отлично подходят к излучению ламп-вспышек, что дает высокий коэффициент полезного действия. К недостаткам же можно отнести сильные тепловые фокусирующие эффекты, возникающие в результате нагревания при оптической накачке.

Для специального применения, например, в качестве генератора с синхронизованными модами в больших стеклянных лазерах, используемых при исследованиях плазмы, выбирается устройство на Nd: ИЛФ (легированный неодимом иттрий-литий-фторид).

Лазеры на стекле с неодимом отличаются большой шириной полосы, что чрезвычайно важно при генерации коротких импульсов. Стекло при этом может выполнять функцию усилителя высокой энергии. Непрерывный режим работы лазеров на стекле с неодимом невозможен из-за недостаточного усиления.

Схема энергетических уровней лазеров Nd: ИАГ

В настоящее время для лазеров на стекле с неодимом чаще всего используют кристалл иттрий-алюминиевого (алюмоиттриевого) граната, легированный неодимом. Чистый иттрий-алюминиевый гранат ($Y_3Al_5O_{12}$) — это бесцветный, оптически изотропный кристалл кубической структуры. В результате легирования в расплаве с Nd_2O_3 примерно 1 % ионов Y^{3+} замещается ионами Nd^{3+} с достижением плотности Nd^{3+}: $n = 1{,}4 \cdot 10^{20}$ $см^{-3}$. Радиусы обоих редкоземельных элементов различаются на уровне 3 %, так что при слишком сильном легировании могут возникать напряжения.

Электронная конфигурация $\{Kr\}\ 4d^{10}4f^{3}5s^{2}5p^{6}$ иона Nd^{3+} отличается тем, что подоболочка $4f$ заполнена лишь частично. При свободных ионах для этой конфигурации образуется целый ряд разных энергетических состояний, обозначаемых согласно

схеме связи Рассела — Саундерса (LS) (например, $^4F_{3/2}$, $^4I_{11/2}$). Дополнительное влияние кристаллического поля довольно слабо по сравнению с системой Cr^{3+}: Al_2O_3, так как 4*f*-оболочка экранирована электронами 5*s* и 5*p*. Поэтому энергетические состояния ионов в кристалле в значительной степени соответствуют энергетическим состояниям свободных ионов, причем под действием электрического поля кристалла происходит небольшое дополнительное расщепление.

Упрощенная схема энергетических уровней лазера на иттрий-алюминиевом гранате, легированном неодимом (Nd: ИАГ), приведена на рис. 9.4а. Для большей части коммерческих лазеров характерно излучение с линией самой высокой интенсивности при 1,064 мкм между уровнями $^4F_{3/2}$ и $^4I_{11/2}$. Другие лазерные линии более подробно представлены на рис. 9.4б и в таблице 9.2.

Возбуждение осуществляется на основе оптической накачки в широкие энергетические зоны и безызлучательных переходов в верхний лазерный уровень. Освобождающаяся при этом энергия в виде тепла отдается кристаллу. Рис. 9.5 демонстрирует флуоресцентную энергию около 1,06 мкм как функцию длины волны возбуждения. Здесь отчетливо видны разные зоны накачки, из которых энергия безызлучательно передается на верхний лазерный уровень.

Уровень $^4F_{3/2}$ обладает временем жизни около 230 мкс. Столь долгая жизнь объясняется тем, что в свободном ионе электрические дипольные переходы в пределах одной конфигурации не происходят согласно правилам отбора по четности. При наличии дефекта кристаллического поля правило отбора, действующее в отношении свободного иона, теряет силу.

Время для безызлучательного перехода с нижнего лазерного уровня $^4I_{11/2}$ в основное состояние равняется примерно 30 наносекундам. Нижний лазерный уровень лежит на 0,24 эВ выше основного уровня, и поэтому при комнатной температуре он практически не заселен.

Лазерное излучение

Лазер на стекле с неодимом представляет собой четырехуровневую систему, обладающую преимуществом сравнительно низкого порога генерации. Лазерные линии в алюмоиттриевом гранате однородно уширяются в результате тепловых колебаний кристаллической решетки. Ширина линии при комнатной температуре составляет порядка 100 ГГц, что не так много для твердотельного лазера. Это служит предпосылкой высокого усиления при относительно небольшой мощности накачки. С учетом всего вышесказанного, кристалл Nd: ИАГ отлично подходит на роль активной среды для высокомощных лазеров непрерывного действия.

При обычных рабочих температурах лазер на иттрий-алюминиевом гранате, легированном неодимом, генерирует только самую интенсивную линию $^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ с длиной волны 1,0641 мкм. Благодаря применению частотно-селективных элементов в резонаторе (эталон, призма, селективные зеркала) могут возбуждаться и многие другие линии. Таблица 9.2 демонстрирует относительную интенсивность разных лазерных переходов специального непрерывного лазера. При охлаждении лазерного кристалла доминирует линия 1,061 мкм. При низких температурах или в результате накачки лазерными диодами дополнительно могут создаваться и другие

переходы, особенно при 0,946 мкм и 1,839 мкм. Коммерческие лазеры генерируют излучение около 1,064 мкм и — реже — 1,3 мкм.

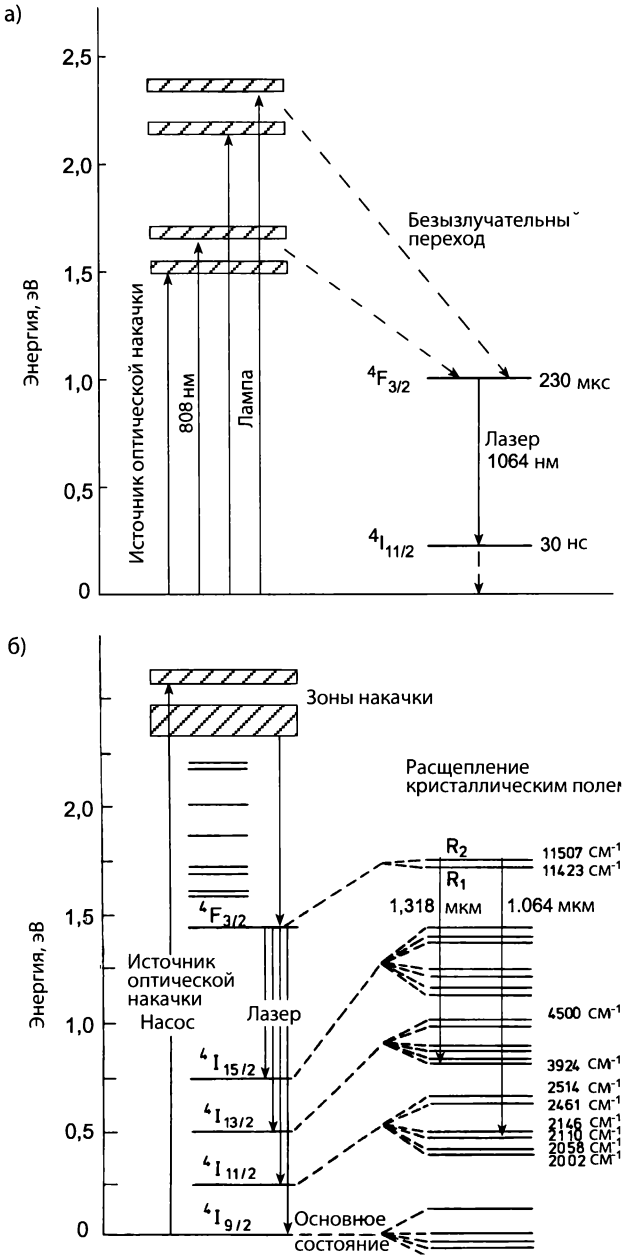


Рис. 9.4. (**а**) Обзорная схема: энергетические уровни у лазера Nd: ИАГ. (**б**) Подробное представление энергетических уровней у лазера Nd: ИАГ (по данным Камински). Важнейшие переходы с $4F_{3/2}$-уровня: $\rightarrow I_{9/2}$ (0,9 мкм: относительная интенсивность 0,25) $\rightarrow I_{11/2}$ (1,06 мкм: 0,60) $\rightarrow I_{13/2}$ (1,35 мкм: 0,14) $\rightarrow I_{15/2}$ (1,7–2,1 мкм: $\leq 0{,}01$)

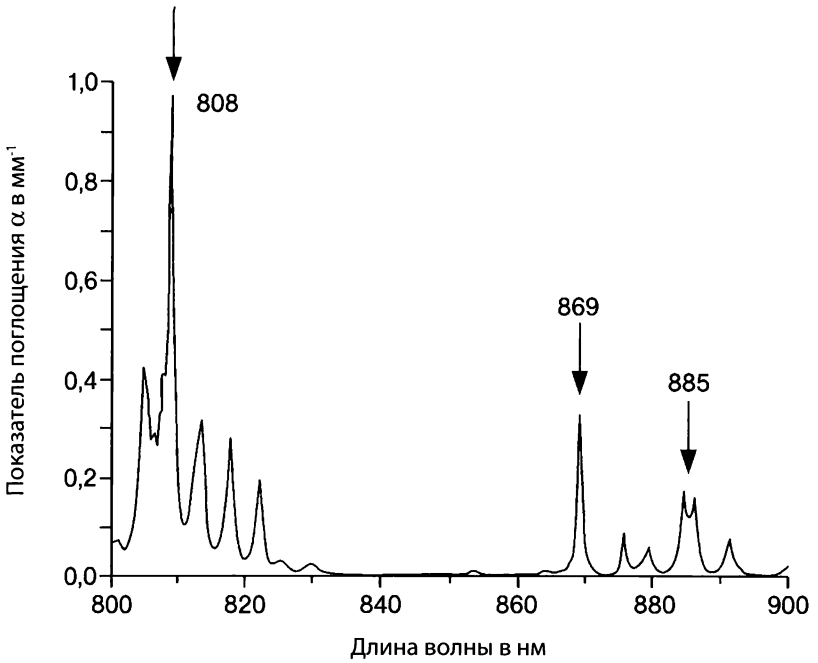


Рис. 9.5. Спектр поглощения Nd: ИАГ (легирование 1 %). Для накачки лазера Nd: ИАГ с использованием лазерных диодов подходят длины волн 808, 869 и 885 нм

Таблица 9.2. Важнейшие cw-линии лазеров на Nd: ИАГ с накачкой лампой-вспышкой при комнатной температуре (X соответствует многообразию $^4I_{13/2}$, а Y — многообразию $^4I_{11/2}$ на рис. 9.4;
цифровые индексы служат для нумерации подуровней в направлении снизу вверх) (по данным Кёхнера)

Длина волны (мкм)	Переход	Относительная интенсивность
1,0520	$R_2 \rightarrow Y_1$	46
1,0615	$R_1 \rightarrow Y_1$	92
1,0641	$R_2 \rightarrow Y_3$	100
1,0646	$R_1 \rightarrow Y_2$	≈ 50
1,0738	$R_1 \rightarrow Y_3$	65
1,0780	$R_1 \rightarrow Y_4$	34
1,1054	$R_2 \rightarrow Y_5$	9
1,1121	$R_2 \rightarrow Y_6$	49
1,1159	$R_1 \rightarrow Y_5$	46
1,1227	$R_1 \rightarrow Y_6$	40
1,3188	$R_2 \rightarrow X_1$	34
1,3200	$R_2 \rightarrow X_2$	9
1,3338	$R_1 \rightarrow X_1$	13
1,3350	$R_1 \rightarrow X_2$	15
1,3382	$R_2 \rightarrow X_3$	24
1,3410	$R_2 \rightarrow X_4$	9
1,3564	$R_1 \rightarrow X_4$	14
1,4140	$R_2 \rightarrow X_6$	1

Таблица 9.3. Разные режимы генерации лазера на Nd: ИАГ (λ = 1,06 мкм)

Возбуждение	Режим генерации	Частота импульсов	Длительность импульсов	Мощность
непрерывное	непрерывный режим (cw)			Вт кВт
непрерывное	с модулированной добротностью	0... 100 кГц	0,1... 0,7 мкс	100 кВт
непрерывное	с опустошением резонатора	0... 5 МГц	10... 50 нс	
непрерывное	с синхронизацией мод	100 МГц	3... 100 пс	
импульсное	стандартный импульсный режим	до 200 Гц	0,1... 10 мс	10 кВт
импульсное	с модулированной добротностью	до 200 Гц	3... 30 нс	10 МВт
импульсное	с опустошением резонатора	до 200 Гц	1... 3 нс	10 МВт
импульсное	с синхронизацией мод	до 200 Гц	30 пс	несколько ГВт

Предлагаемые лазерные стержни из алюмоиттриевого граната имеют длину до 150 мм и диаметр до 10 мм. Кристалл ИАГ легируется неодимом в объеме примерно 0,7 весовых %, что соответствует концентрации Nd^{3+}-ионов: $1{,}4 \cdot 10^{20}$ см$^{-3}$. В коммерческом варианте лазера можно, например, с ИАГ-стержнем длиной 75 мм и диаметром 6 мм получить выходную мощность около 300 Вт при коэффициенте полезного действия до 4,5 %. Порог лазерного излучения достигается примерно при 2 кВт мощности лампы электрической накачки (дуговая Kr-лампа). Для многих применений целесообразнее выбрать накачку с помощью лазерных диодов (рис. 9.5). Лазеры на ИАГ непрерывной накачки функционируют и с периодической модуляцией добротности, в результате чего создаются импульсы длительностью в несколько сотен наносекунд, пиковые мощности в несколько сотен кВт и частота повторения импульсов в несколько кГц. Еще более короткие импульсы до 1100 пс могут быть генерированы на основе активной синхронизации мод (см. таблицу 9.3).

Лазеры на стекле с неодимом относятся к четырехуровневым системам. Поэтому, в отличие от рубинового лазера, они могут успешно работать в непрерывном режиме. При импульсном возбуждении получаются меньшие энергии накачки и более высокие кпд — до нескольких процентов. В свою очередь, меньшая энергия накачки позволяет более высокие частоты следования импульсов — до кГц-диапазона, а при непрерывном возбуждении — до 100 МГц. На рис. 9.6 выходная энергия представлена в виде функции электрической энергии накачки с помощью лампы-вспышки для небольших ИАГ-лазеров (кристалл длиной 50 мм с диаметром 5 мм). Выходная энергия сильно зависит от режима генерации. Сравнительная характеристика свойств излучения для работы с нормальным импульсом, с модуляцией добротности, с опустошением резонатора и синхронизацией мод приведена в таблице 9.3. В стандартном режиме, как и в случае рубинового лазера, возникают статистические релаксационные пульсации (упомянутые выше «пички») — см. также рис. 9.3. Качество лазерного луча снижается по мере повышения энергии накачки. С учетом этого, для улучшения свойств излучения используют, как в случае с рубиновым лазером, систему генератор — усилитель. Плотность запасенной в верхнем лазерном уровне энергии накачки в 1 Дж/см^3 дает дифференциальное усиление для слабых сигналов: $g = 4{,}7$ см$^{-1}$. Столь высокие усиления слабых сигналов могут стать и недостатком, ибо лазерный усилитель при этом способен легко перейти в нежелательный на данном этапе генераторный режим.

Лазеры на Nd: Cr: ГСГГ (гадолиний-скандий-галлиевый гранат)

Наряду с иттрий-алюминиевым гранатом (ИАГ) для неодима можно подобрать еще немало других кристаллических матриц. В случае Nd: Cr: $Cd_3Sc_2Ga_3O_{12}$ (ГСГГ = гадолиний-скандий-галлиевый гранат) широкие полосы поглощения хрома (Cr^{3+}) в видимой области спектра используются для процесса накачки (см. также рис. 9.2). Собственно процесс накачки протекает в неодиме (Nd^{3+}). После возбуждения происходит эффективная передача энергии — почти 100 % Cr^{3+} — на верхний лазерный уровень Nd^{3+} Это приводит к повышению коэффициента полезного действия на 5 %. Длина волны самой высокой интенсивности составляет у ИАГ-лазеров около 1,06 мкм.

Недостатком же является то, что здесь возникают сильные тепловые фокусирующие эффекты, поскольку теплопроводность и теплоемкость несколько меньше, чем у кристалла ИАГ, в то время как прочие свойства вещества практически идентичны. Усиление будет несколько ниже, зато насыщение выше. В силу высокого кпд соединение Nd: Cr: ГСГГ представляет особый интерес как кристалл для лазеров средней мощности с накачкой лампой-вспышкой.

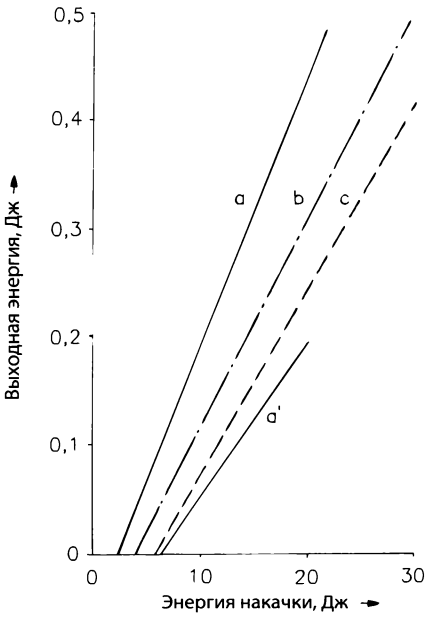


Рис. 9.6. Энергия лазера на Nd: ИАГ с диаметром кристалла 6 мм, длиной 50 мм, импульсом накачки 100 мкс, основной модой: a, b, c в стандартном режиме с разными системами накачки; a' режим с ячейкой Поккельса в качестве модулятора добротности, лазерный импульс 10 нс

Лазеры на Nd: ИЛФ (иттрий-литий-фторид)

В отличие от лазеров на иттрий-алюминиевом гранате, легированном неодимом (Nd: ИАГ), лазер на Nd: $LiYF_4$ генерирует линию около 1,053 мкм. Речь идет в данном случае о переходе $^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ (рис. 9.4). Посредством вращения плоскости

поляризатора в резонаторе может быть установлена линия с интенсивностью 1,047 мкм. Обе эти линии поляризованы ортогонально друг другу. Излучение 1,053 мкм усиливается благодаря фосфатным стеклам с неодимом, поэтому успешно используется подобная комбинация из генератора и усилителя. Лазер на Nd: ИЛФ способен функционировать также при 1,313 мкм и 1,321 мкм. И при этом вновь обнаруживается два направления поляризации, образованных переходами ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ (рис. 9.4).

Эффективное поперечное сечение для вынужденного излучения и усиление у Nd: ИЛФ примерно в два раза меньше, чем у лазера на Nd: ИАГ. Другими отличиями являются небольшое фокусирующее действие и деполяризация в результате нагревания. Из лазеров с синхронизованными модами и непрерывной накачкой пока только исполнение на Nd: ИЛФ генерирует импульсы длиной около 50 пс — вдвое меньше, чем на Nd: ИАГ.

Кристаллы, сохраняющие поляризацию

Серьезным недостатком кристаллов Nd: ИАГ считается сильное, изменяющееся по поперечному сечению двойное лучепреломление, вызываемое нагреванием при оптической накачке. В результате двойного лучепреломления происходит деполяризация лазерного излучения и понижается качества пучка — особенно у высокомощных лазеров. Избежать этого можно путем использования сохраняющих поляризацию кристаллов, как то: Nd: $LiYF_4$ или Nd: $YAlO_3$, причем последние ранее широко применялись в России и больше, пожалуй, нигде — вероятно, в силу того, что процесс изготовления кристаллов с высокими оптическими характеристиками значительно дороже, чем производство Nd: ИАГ. Кроме того, тепловое фокусирующее действие у них почти в два раза превышает таковое у кристаллов Nd: ИАГ. Кристаллы Nd: $LiYF_4$ в этом отношении более благоприятны, но обходятся несколько дороже и изготовляются преимущественно небольших размеров.

Лазерные кристаллы с диодным возбуждением

Для создания лазеров с диодной накачкой (см. также п. 8.7) применяют — наряду с Nd: ИАГ и Nd: ИЛФ — также Nd: ИВ (иттрий-ванадат). Он базируется на YVO_4 или YVO, причем последний имеет, например, для длины волны накачки 808 нм почти в 5 раз большее сечение поглощения, чем Nd: ИАГ, что позволяет получить кристаллы более короткой длины. В последнее время вместо иттрий-алюминиевого граната, легированного неодимом, нередко применяют алюмоиттриевый гранат, легированный иттербием. Он демонстрирует генерацию лазерного излучения при 1047 и 1030 нм и может накачиваться лазерными диодами с длиной волны 968, 941 и 936 нм. Это дает кпд излучения выше 90 %, так как, например, фотоны накачки при 968 нм обладают почти такой же длиной волны, что и фотоны лазерного излучения. При этом вырабатывается совсем небольшое количество тепла, что облегчает создание высокомощных лазеров. Для возбуждения с помощью лампы-вспышки лазер на Yb: ИАГ не годится, поскольку здесь линии поглощения для накачки признаны слишком узкими.

Исполнение неодимовых лазеров с накачкой лампой-вспышкой

Возбуждение лазеров на активной среде с неодимом осуществляется путем оптической накачки. Газоразрядная лампа размещается в камере накачки параллельно лазерному стержню. Камера накачки облицована покрытием с высоким коэффициентом отражения, что позволяет свету накачки максимально эффективно проникать в лазерное вещество (рис. 9.7). В целях однородного освещения лазерного стержня часто используются также камеры накачки с диффузно отражающими поверхностями. Тепло, образовавшееся в кристалле в результате накачки, отводится, как правило, на основе водяного охлаждения. Для импульсных лазеров на Nd: ИАГ находят применение ксеноновые лампы-вспышки (0,6–2 бар), а при импульсном режиме рекомендуются криптоновые лампы высокого давления (от 4 до 6 бар). В схемах двойного эллипса встраиваются иногда сразу две лампы. Спектр источника накачки должен по возможности соответствовать спектру возбуждения согласно рис. 9.5. Правда, при ксеноновых лампах-вспышках это удается с большим трудом (рис. 9.8). Особо точная синхронизация и более высокий коэффициент полезного действия достигаются при накачке с использованием диодных лазеров GaAlAs, генерирующих излучение в диапазоне от 805 до 809 нм.

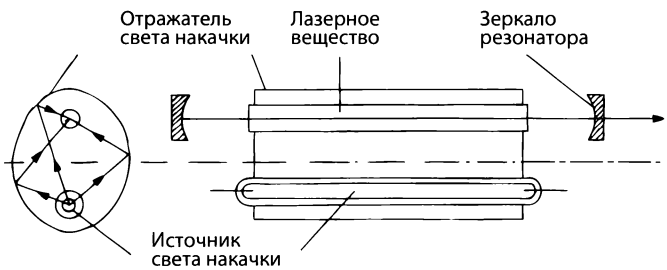


Рис. 9.7. Схема оптической накачки твердотельных лазеров с помощью газоразрядной лампы

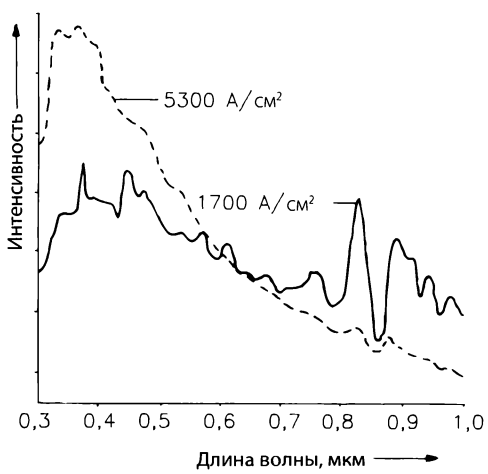


Рис. 9.8. Излучение ксеноновой лампы-вспышки (0,4 бар) при разных плотностях тока

9.3. Лазеры на стекле

Вместо кристаллов в качестве активной среды лазера может использоваться стекло — например, силикатное либо фосфатное стекло, легированное неодимом или другими донорными примесями. Некоторые стекла могут быть сильнее легированы, чем кристаллы, и изготовляются более значительных размеров. Это позволяет получить импульсы более высокой энергии и мощности. Частота следования импульсов, правда, меньше, чем у кристаллических лазеров, и непрерывный режим связан с определенными сложностями, так как теплопроводность здесь меньше. Ширина линий — из-за аморфной структуры стекла — примерно в 50 раз больше, чем у кристаллов, вследствие чего образуются более короткие импульсы, ибо при синхронизации мод ширина импульсов ограничена величиной, обратной ширине линии.

Легированные стекла могут вытягиваться в виде тонких волокон, из которых строятся волоконные лазеры с диодной накачкой. Таким способом реализованы, например, лазеры из волокон, легированных неодимом, способные генерировать дифракционно-ограниченное излучение с выходной мощностью до 50 Ватт. На основе процессов преобразования с повышением частоты в волокнах при накачке диодами ближнего ИК-диапазона могут генерироваться и видимые лазерные линии. Так, легированные тулием фторсодержащие стекловолокна излучают синий лазерный свет, а легированные неодимом — даже ультрафиолетовый.

Лазеры на стекле с неодимом

Лазер на стекле с неодимом, подобно лазеру на алюмоиттриевом гранате, легированном неодимом, является четырехуровневой системой. В отличие от кристалла, у стекла окружение ионов Nd^{3+} не равномерно и геометрически мало упорядочено, так что имеет место значительное уширение уровней и линий. Лазерный переход, в отличие от ИАГ, начинается от самого нижнего $^4F_{3/2}$-уровня (рис. 9.4). Нижний лазерный уровень в одном из $^4I_{11/2}$-состояний несколько смещен, так что лазерное излучение в случае силикатных стекол тоже бывает при длине волны 1,06 мкм. Оно мало зависит от вида стекла (± 0,01 мкм). Ширина линии относительно велика и достигает примерно $6 \cdot 10^{12}$ Гц. С силикатными стеклами можно усилить излучение Nd: ИАГ-генераторов. Фосфатные стекла обладают более значительным эффективным поперечным сечением для вынужденного излучения при длине волны 1,054 мкм.

По причине большой ширины линий усиление в стекле с неодимом гораздо умереннее, чем в лазере на Nd: ИАГ. При плотности энергии (1 Дж/см^3), запасенной в верхнем лазерном уровне, получается коэффициент усиления = 0,16 см$^{-1}$. Благодаря этому удается аккумулировать достаточно высокую энергию, прежде чем будет достигнут порог генерации лазерного излучения. Посредством лазера на стекле с неодимом при наличии соответствующего усилителя мощность лазерного излучения, равная 27 ТВт, достигается, например, за 90 пикосекунд.

Хотя, как уже говорилось, усиление стекла с неодимом уступает таковому в лазере на алюмоиттриевом гранате, все же благодаря простоте изготовления данный материал считается весьма удобным для использования в усилителях с большим

активным объемом. Стержни из стекла с неодимом производятся длиной до 2 м и диаметром до 10 см. В усилителях лазеров, используемых в области изучения ядерного синтеза, находят применение окна из стекла с неодимом диаметром более 50 см. Донорные примеси для легирования составляют обычно около 3 весовых % неодима, но возможны и более значительные объемы. Стекло как материал обладает низким коэффициентом теплопроводности (~ 0,01 Вт $см^{-1}$ K^{-1}): из-за возникающих в связи с этим проблем с охлаждением стержни из стекла с неодимом не годятся для генерации лазерного излучения с высокой средней мощностью накачки, то есть для работы в непрерывном режиме или в режиме с большой частотой повторения.

Коммерческие стеклянные лазеры обладают частотой следования импульсов, которая обычно составляет менее 1 Гц. В качестве примера коммерческой установки приводятся технические характеристики лазера со стеклянным стержнем длиной 15 см и диаметром 1,2 см. Оптический резонатор образуется двумя зеркалами с расстоянием между ними 70 см (длина резонатора). В качестве выходного зеркала используется плоское зеркало с отражением порядка 45 %. Другое зеркало с высоким коэффициентом отражения имеет радиус кривизны почти 10 м. Достигаемая мощность пороговой накачки с применением спиральной лампы-вспышки составляет 1 кДж. При энергии накачки 5 кДж генерируется около 70 Дж лазерной энергии. Расходимость пучка не превышает при этом 0,01 рад.

Таблица 9.4. Сравнительная характеристика лазерных веществ: рубина, алюмоиттриевого граната, легированного неодимом, и стекла с неодимом (по данным Кёхнера)

		Cr^{3+}: Al_2O_3	Nd: ИАГ	Стекло с неодимом
Длина волны	(нм)	694,3	1 064,1	1 062,3
Энергия фотона	(10^{-19} Дж)	2,86	1,86	1,86
Показатель преломления		1,763 или 1,755 и др.	1,82	1,51 1,55
Вынужденное излучение	($см^2$)	2,5 10^{-20}	5 10^{-19}	3 10^{-20}
Спонтанное время жизни	(мкс)	3 000	240	300
Легирование	($см^{-3}$)	1,6 10^{19}	1,4 10^{20}	2,8 10^{20}
Легирование	(весовых %)	0,05	0,75	3,1
Ширина линии флуоресценции	($см^{-1}$)	11	6,5	300
Теплопроводность (300 K)	(Вт $м^{-1}$ K^{-1})	42	14	1,2
Коэффициент расширения	(10^{-6} K)	5,8	8	7 11
Инверсия при $g = 0{,}01$ $см^{-1}$	($см^{-3}$)	8,4 10^{18}	1,1 10^{16}	3,3 10^{17}
Энергия при $g = 0{,}01$ $см^{-1}$	(Дж · $см^{-3}$)	2,3	2,0 10^{-3}	6,0 10^{-2}
Усиление *(g)* на 1 Джоуль	($см^{-1}$)	0,087	4,73	0,16

Сравнительная характеристика лазерных веществ

В таблице 9.4 приведены важнейшие физические параметры для рубина, иттрий-алюминиевого граната, легированного неодимом (Nd: ИАГ), и стекла с неодимом. Для непрерывного режима работы годится только кристалл Nd: ИАГ. В рубине и стекле с неодимом сохраняется больше энергии, что приводит к интенсивным импульсам. Значительная ширина линий стекла с неодимом дает при синхронизации

мод особенно короткие импульсы — менее 1 пс, в то время как с лазерами на Nd: ИАГ достигается всего около 10 пс.

9.4. Эрбиевые и гольмиевые лазеры

В порядке эксперимента определялась генерация лазерных импульсов на более 100 линиях ионов Er и Ho в разных кристаллах и стеклах. Лазеры на эрбии с длинами волн около 1,5 мкм и 3 мкм и лазеры на гольмии с длиной волны примерно 2 мкм производятся исключительно для коммерческих целей.

Лазеры на эрбии

С точки зрения коэффициента полезного действия и выходной мощности, лазер на эрбии, мягко говоря, не обнаруживает выдающихся показателей. Тем не менее, он находит свое применение уже в силу того, что предлагает длины волн 2,7–2,9 мкм и 1,54 мкм.

У кристаллического Er-лазера за основу берется обычно ИАГ (иттрий-алюминиевый гранат), $YAlO_3$, ИСГГ (иттрий-скандий-галлиевый гранат) или $YLiF_4$ (ИЛФ = иттрий-литий-фторид). Легирование здесь везде относительно сильное. У кристаллов Er: ИАГ до 50 % атомов иттрия замещается эрбием. Схемы энергетических уровней ионов Er^{3+} в этих случаях похожи, причем имеют место сдвиги линий (рис. 9.9). Особое значение приобретают длины волн ($a = 10^4$ см$^{-1}$), что позволяет успешное применение таких лазеров в медицине — в частности, для отслоения тканей и т. п.

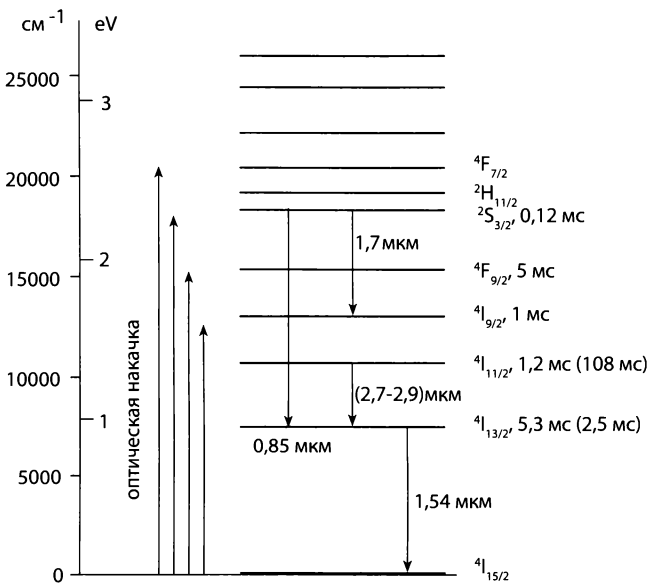


Рис. 9.9. Энергетические уровни, переходы накачки и лазерные переходы от Er^{3+} в YALO, ИАГ, ИСГГ или ИЛФ. Данные длительности флуоресценции относятся к YALO/ИАГ (по Кёхнеру). Длины волн в (2,7–2,9) мкм-диапазоне составляют: YALO → 2,73 мкм, ИАГ → 2,94 мкм, ИСГГ → 2,70 мкм, 2,79 мкм

Er-лазер с длиной волны 3 мкм (фактически этот параметр составляет от 2,7 до 2,9 мкм) накачивается, как и другие твердотельные лазеры, с помощью ламп-вспышек или лазерных диодов. Поглощающие уровни ($^4I_{9/2}$ и выше) постоянно расщеплены, так что диапазоны длин волн шириной около 5 нм способствуют возбуждению. Из схемы энергетических уровней на рис. 9.9 видно, что нижний лазерный уровень обеспечивает более долгое время жизни (5 мс), чем верхний. Поэтому импульсы накачки должны показывать и более стремительное нарастание. Перед следующим импульсом приходится дожидаться опустошения нижнего лазерного уровня. Передача энергии накачки на разные уровни эрбия представляет собой весьма сложный процесс. Наряду с простым спонтанным распадом верхних состояний, происходят также процессы обмена энергией между соседними ионами Er. Например, нижний лазерный 2,9 мкм-уровень опустошается, в то время как освободившаяся энергия используется для $^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$-возбуждения другого иона (преобразование с повышением частоты, англ. up-conversion). В процессе, обеспечивающем населенность верхнего лазерного уровня ($^4I_{9/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$), участвуют многочисленные фононы.

Модуляция добротности возможна при 3 мкм. Наряду с электрооптическими затворами находят применение и пьезоэлектрические конструкционные элементы, основанные на принципе нарушенного полного внутреннего отражения. Их называют также FTIR-модуляторами (от англ. frustrated total internal reflection).

Рис. 9.9 показывает, что могут быть генерированы и другие лазерные линии. Линия самой высокой интенсивности около 0,85 мкм особого значения не имеет, поскольку относится к области лазера на александрите.

Эрбий можно также встраивать в стекло, позволяющее затем генерацию лазерного излучения с длиной волны примерно 1,54 мкм. Переход осуществляется между самым нижним уровнем $^4I_{13/2}$ и основным состоянием $^4I_{15/2}$. Таким образом, речь идет о трехуровневом лазере. Здесь находят применение силикатные и фосфатные стекла, сенсибилизируемые иттербием (Yb^{3+}). Последний имеет полосы сильного поглощения для света накачки около 1 мкм и активно передает энергию ионам Er. Основной областью применения лазера с длиной волны 1,54 мкм являются безопасные для зрения дальномеры. При этом излучение поглощается на поверхности глаза, что не так вредно для зрения, как излучение, фокусируемое хрусталиком глаза на его сетчатку.

Легированные эрбием стекловолокна используются в качестве лазерных усилителей для длины волны 1,55 мкм в области дальней связи.

Лазеры на гольмии

Но-лазеры относятся к важным источникам излучения в так называемой безопасной для зрения зоне около 2 мкм. Их излучение пронизывает атмосферу, но не фокусируется глазом на сетчатку, а поглощается в его роговой оболочке с глубиной проникновения примерно 0,1 мм. Итак, основные области применения лазеров этого типа: измерение дальности и медицина, а именно область хирургии роговицы глаза и суставов.

Гольмий может встраиваться в те же рабочие кристаллы, что и эрбий. Самая важная линия находится на уровне 2,1 мкм; речь идет о $^5I_7 \rightarrow {}^5I_8$-переходе, причем генерация лазерного излучения заканчивается в основном состоянии (рис. 9.11). Поэтому такое устройство, как и рубиновый лазер, функционирует при комнатной температуре только в импульсном режиме. Могут быть генерированы импульсы

до 500 мДж, в том числе в режиме с модуляцией добротности. При температурах жидкого азота возможна и непрерывная генерация.

Очень популярны лазеры на Ho: ИАГ с накачкой от лампы-вспышки. При этом возбуждаются более высокие ^5I-уровни, передающие свою энергию на верхний $^5I_7$-лазерный уровень (рис. 9.10). Время жизни здесь составляет 8,5 мс.

В качестве одной из последних разработок можно назвать Tm, Ho: ИАГ-лазер с диодной накачкой. Тулий служит для поглощения излучения накачки при 780 нм. В Tm, Ho: ИАГ происходит перекрестная релаксация Tm-Tm (рис. 9.10), вследствие чего заселяется $^3H_4$-уровень. Энергия мигрирует по следующим Tm-ионам, пока наконец не достигается заселенность верхнего лазерного уровня Ho^{3+} После этого осуществляется лазерный переход.

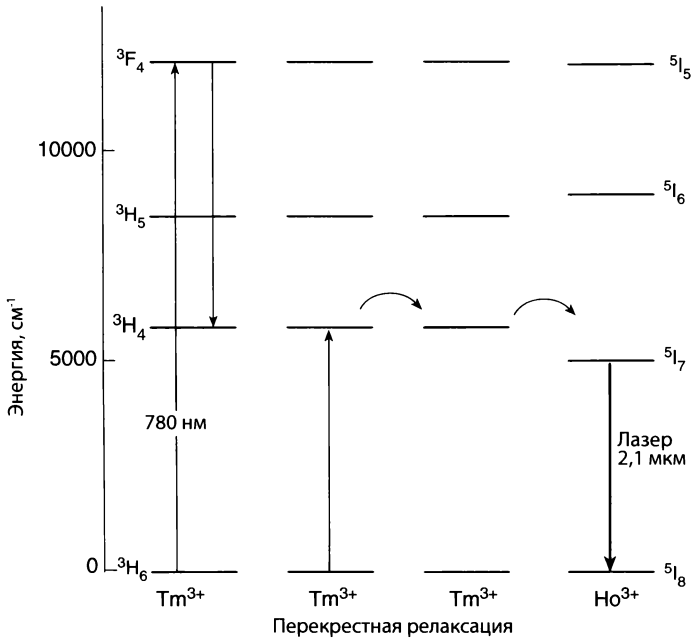


Рис. 9.10. Схема энергетических уровней Ho^{3+} и лазера на Tm, Ho: ИАГ с диодной накачкой. Tm^{3+} возбуждается излучением с длиной волны 780 нм, после чего происходит перекрестная релаксация Tm. Энергия передается через ионы Tm на верхний лазерный уровень Ho^{3+}

9.5. Перестраиваемые твердотельные лазеры

Широкополосная перестраиваемость достигается посредством лазерных переходов ионов Ti, V, Cr, Co, Ni и Tm в различных рабочих кристаллах. При введении этих ионов в твердые тела действие кристаллического поля будет сильнее, чем, например, у лазера на стекле с неодимом. Поэтому, как и в случае красителей, электронные переходы могут расщепляться на разные, плотно прилегающие друг к другу колебательные состояния. Оптические спектры демонстрируют в связи с этим сильно уширенные переходы, на которых основаны некоторые специальные твердотельные

лазеры. При этом, как в случае лазера на красителе, у них создается возможность достижения непрерывной перестройки. Диапазон перестройки может составлять более 30 % центральной длины волны.

Возбуждение лампами-вспышками возможно только у некоторых типов лазеров, показанных на рис. 9.11. Большинству лазерных систем нужны для накачки лазеры на Nd: ИАГ Kr+ или Ar+, и для легирования ионами Ni, Cr и V они должны генерировать при низких температурах, например, с жидким азотом (N_2), что ограничивает их применение в коммерческих целях. Как видно из рис. 9.11, с помощью лазеров указанного типа возможна генерация лазерного излучения в красной и инфракрасной областях спектра.

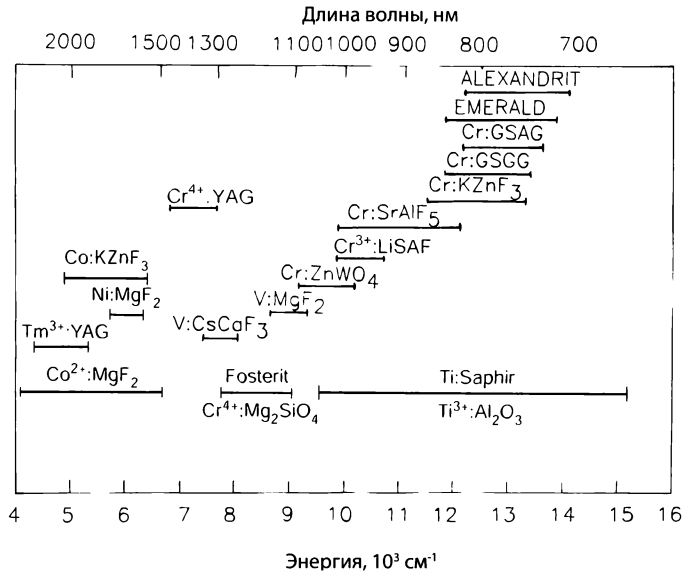


Рис. 9.11. Длинноволновые области твердотельных лазеров (по данным Кёхнера)

В качестве примера описанных твердотельных лазеров рассмотрим ниже лазеры на александрите и на сапфире, легированном титаном. Александритовый лазер хорошо накачивается лампами-вспышками, чем и объясняется его довольно простая конструкция. Кристаллы легированного титаном сапфира возбуждаются в большинстве случаев с помощью других лазеров, преимущественно ионных аргоновых систем, но в последнее время для этой цели все чаще привлекаются лазеры на Nd: ИАГ с удвоенной частотой. Это приводит, конечно, к более сложным исполнениям, но зато дает очень большие диапазоны перестройки. Лазер на TiSa по этой причине имеет более широкое распространение, чем лазер на александрите.

Лазеры на александрите

Активная среда такого лазера — кристалл александрита — состоит из $BeAl_2O_3$, легированного ионами хрома (Cr^{3+}) в объеме примерно 0,4 весовых % ($5 \cdot 10^{19}$ ионов/см^3). Схема уровней очень похожа на такую схему у рубина (рис. 9.12), причем имеют

место одинаковые энергетические состояния иона хрома. Однако взаимодействие с кристаллической решеткой активнее в случае александрита, где, в частности, основное состояние имеет сильное уширение в результате колебаний. Зонами накачки, как и при рубиновом лазере, являются уширенные состояния $^4T_2$ и $^4T_1$. В функции перестраиваемого твердотельного лазера используются переходы, представляющие собой 4-уровневую систему. Верхний лазерный уровень ($\tau \approx 260$ мкс) относится к зоне $^4T_2$, нижний — к зоне основного состояния $^4A_2$. Ширина этой полосы определяет диапазон непрерывной перестройки от 0,701 до 0,818 мкм. В силу специфической структуры основного $^4A_2$-состояния излучение лазерного фотона неразрывно связано с излучением фонона. Фононы способствуют термализации основного состояния. Генерация лазерного излучения может ограничиваться самопоглощением.

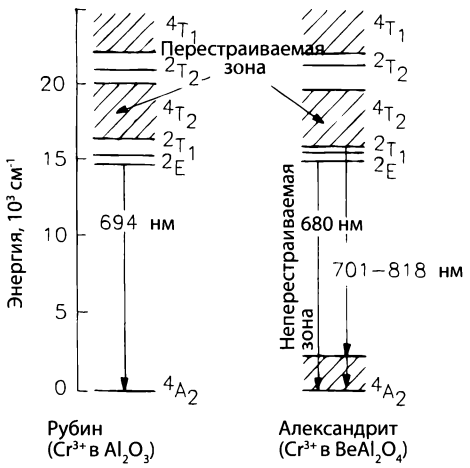


Рис. 9.12. Энергетические уровни и переходы лазера на александрите ($Cr^{3+}:BeAl_2O_4$) и на рубине ($Cr^{3+}:Al_2O_3$) (по данным Гэхта)

Наряду с перестраиваемой зоной у лазера на александрите может иметь место такой же переход, как и у рубинового лазера. Речь идет о расщеплении ^2E-уровня ($\tau \approx 1{,}54$ мс) в $^4T_2$-состояние. В этом случае осуществляется передача энергии на верхний лазерный уровень, как у рубинового лазера. Возможность такой комбинации из 3- и 4-уровневых лазеров есть весьма интересная особенность, характерная как для александрита, так и для смарагда (Cr^{3+}: $Be_3Al_2(SiO_3)_6$).

Кристалл александрита может накачиваться лампой-вспышкой или дуговыми лампами непрерывного света. Принцип действия этого лазера сравним с другими твердотельными исполнениями. Энергия импульсов возрастает с повышением температуры, так что лазерный кристалл обычно генерирует при 100 °C. Этот эффект объясняется тем, что долгоживущий ^2E-уровень служит в качестве накопителя, обеспечивающего тепловое возбуждение расположенной на 800 см$^{-1}$ выше $^4T_2$-зоны.

Перестройка длины волны может осуществляться, как при лазере на красителе, с использованием фильтра Лио, отличающегося простой конструкцией, малыми

потерями и высоким порогом прочности. Типовые характеристики, в том числе ширина линии и мощность, приведены в таблице 9.5.

Таблица 9.5. Разные режимы генерации лазера на ал ександрите при длине волны 750 нм (по данным Кнойбюля и Зигриста)

Режим генерации	Стандартный импульсный	С модуляцией добротности	С синхронизацией мод	Непрерывный режим (cw)
Длительность импульса	≤ 200 мкс	≈ 20 нс	≈ 8 пс	∞
Энергия в импульсе	≤ 5 Дж	≈ 2 Дж	≈ 1 мДж	–
Частота следования импульсов	≤ 125 Гц	≈ 100 Гц	12,5 Гц	
Средняя мощность	≤ 100 Вт	≤ 20 Вт	–	≤ 60 Вт
Кпд	≈ 3 %	≈ 1,2 %	–	≈ 1 %

Лазеры на сапфире с титаном

Особенно велик диапазон перестройки у лазеров на TiSa, что можно объяснить отсутствием самопоглощения на верхнем лазерном уровне. Схема энергетических уровней представлена на рис. 9.13.

Свободный ион Ti^{3+} имеет в самой крайней оболочке один электрон. На основе кубической составляющей кристаллического поля для данной электронной конфигурации формируются состояния ^2E и $^2T_2$. Треугольная составляющая кристаллического поля и спин-орбитальная связь приводят к дальнейшим расщеплениям, которые, однако, из-за сильных уширений в результате взаимодействия с колебаниями решетки не разрешены.

Спектры поглощения и флуоресценции приведены на рис. 9.14. Длины волн излучения находятся в диапазоне от 670 до 1100 нм и выше — с максимумом около 800 нм. Ti-сапфир обладает широкой полосой поглощения около 500 нм, что позволяет эффективную накачку с кпд до 50 % — например, с аргоновым лазером или лазером на Nd: ИАГ с удвоенной частотой.

Время жизни на верхнем лазерном уровне составляет всего 3 мкс при 20 °C, поэтому накачка с применением лампы-вспышки довольно проблематична. Тем не менее, с помощью специальных ламп, генерирующих короткие возбуждающие вспышки, удается получать средние выходные мощности более 100 Вт с кпд в несколько процентов.

Сапфировые кристаллы, легированные титаном, обладают, как и чистый сапфир, очень хорошей механической устойчивостью и высокой теплопроводностью. При выборе кристаллов необходимо принимать во внимание так называемый «figure of merit» (FOM) — показатель качества кристалла, определяемый как частное показателей поглощения при длинах волн 490 нм и 820 нм. Для хорошего кристалла характерен показатель качества FOM = от 300 до 1000.

Лазер на Ti-сапфире имеет диапазон перестройки больше, чем лазер на красителе (см. также главу 8), и генерирует более высокие выходные мощности, так что в области спектра 800 нм он успешно заменяет ранее используемые здесь лазеры на красителях. Рис. 9.15 демонстрирует конструктивное исполнение коммерческого TiSa-лазера в сравнении с лазером на красителе. Кривые перестройки показаны на рис. 9.16 и 9.17.

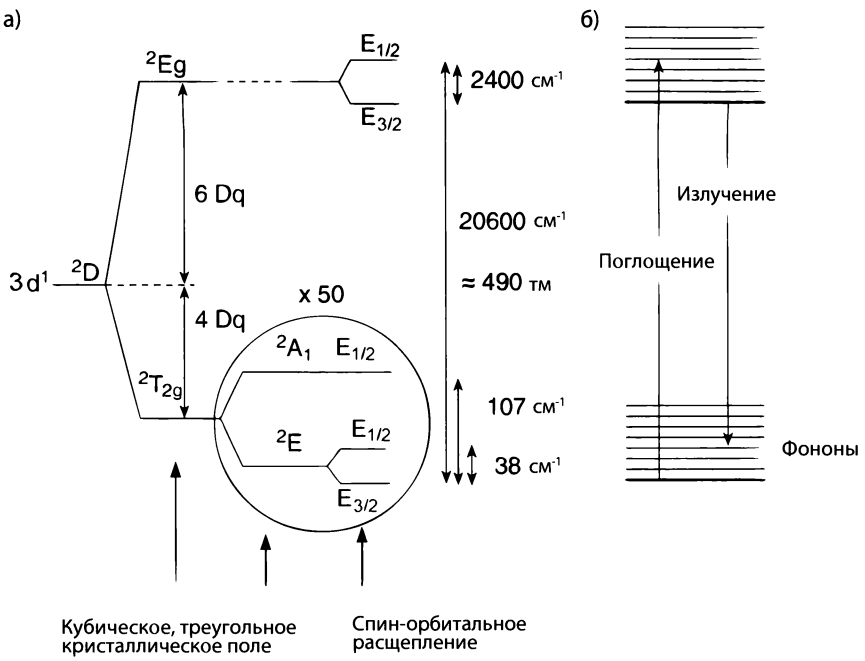


Рис. 9.13. (**а**) Схема энергетических уровней иона Ti3+ в сапфире. Лазерные уровни образуются на основе конфигурации 3d1 под действием кристаллического поля, имеющего сильную кубическую и слабую треугольную составляющие. Дальнейшее расщепление происходит в результате спин-орбитальной связи и, наконец, уширение — вследствие ко лебаний кристаллической решетки (фононы). (*Dq* = параметр расщепления кристаллическим полем).)**б**) Упрощенная схема энергетических уровней лазера на TiSa

Лазеры на Yb: ИАГ

Легированные посредством Yb лазеры с диодной накачкой обладают многими достоинствами и несколько отличаются от лазеров, легированных неодимом. Схема энергетических уровней здесь несколько проще, а квантовая эффективность и время жизни на верхнем лазерном уровне — выше. Особо важную роль отводят лазеру на Yb: ИАГ (рис. 9.18а), у которого полосы поглощения около 940 нм и 968 нм примерно в 5 раз шире линии 808 нм у лазера на Nd: ИАГ (рис. 9.18б). Лазер на Yb: ИАГ может активно накачиваться лазерными диодами InGaAs. Полосы поглощения у Yb: ИАГ интенсивны и относительно широки с максимумом около 1030 нм и 1060 нм. Лазерное излучение может перестраиваться в диапазоне от 1025 до 1053 нм.

Схема энергетических уровней лазера на Yb: ИАГ (см. рис. 9.18а) демонстрирует основное $^2F_{7/2}$-состояние с четырьмя уровнями, возникшими в результате штарковского расщепления. Возбужденное $^2F_{5/2}$-состояние имеет три подуровня, каждый из которых состоит из 11–23 энергетических состояний. В неселективном резонаторе возбуждается преимущественно линия до 1030 нм. Лазер на Yb: ИАГ может генерировать излучение в непрерывном и ускоренном импульсном режимах.

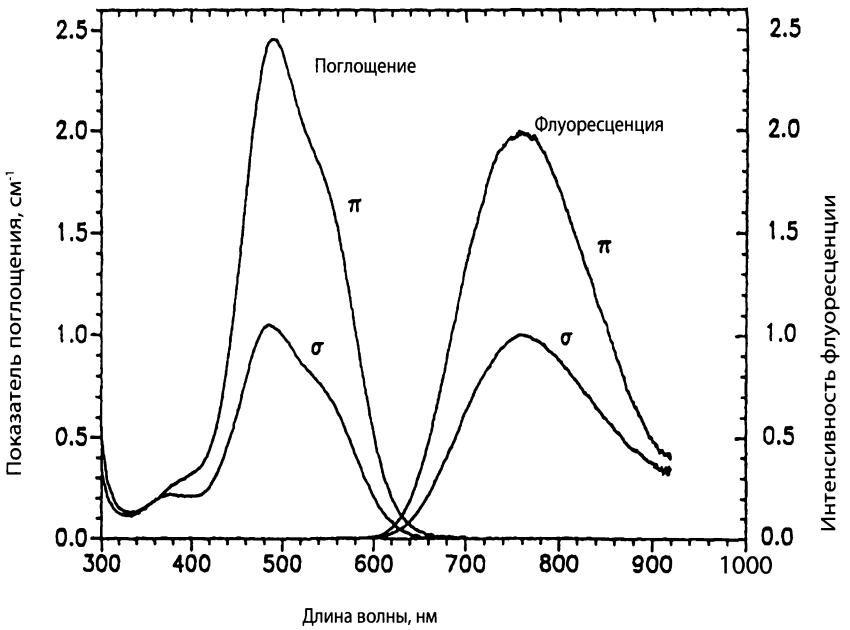


Рис. 9.14. Сапфир в объеме 0,1 весовых % в Ti_2O_3: поглощение и излучение параллельно (π) и перпендикулярно (σ) с-оси поляризованного сапфиром света (по данным А. Гоффштедта, Институт оптики при Берлинском техническом университете, и фирмы «Элайт ин Телтов», под Берлином)

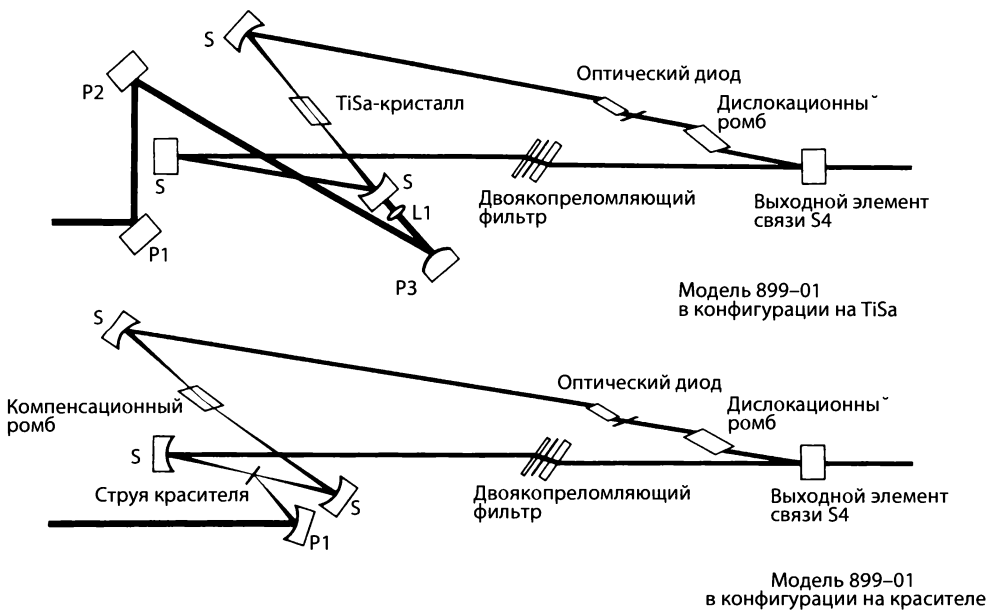


Рис. 9.15. Конструкция коммерческого лазера на Ti-сапфире, который может быть перестроен для работы по типу лазера на красителе (данные фирмы фирмы «Когерент»)

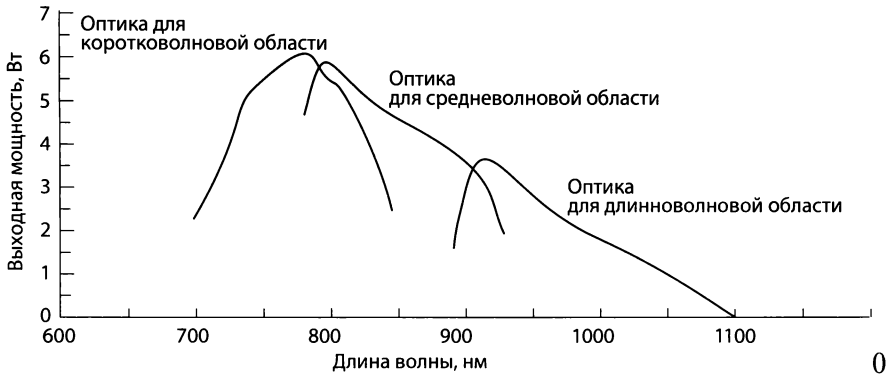


Рис. 9.16. Кривые перестройки непрерывного TiSa-лазера (по данным фирмы «Когерент»)

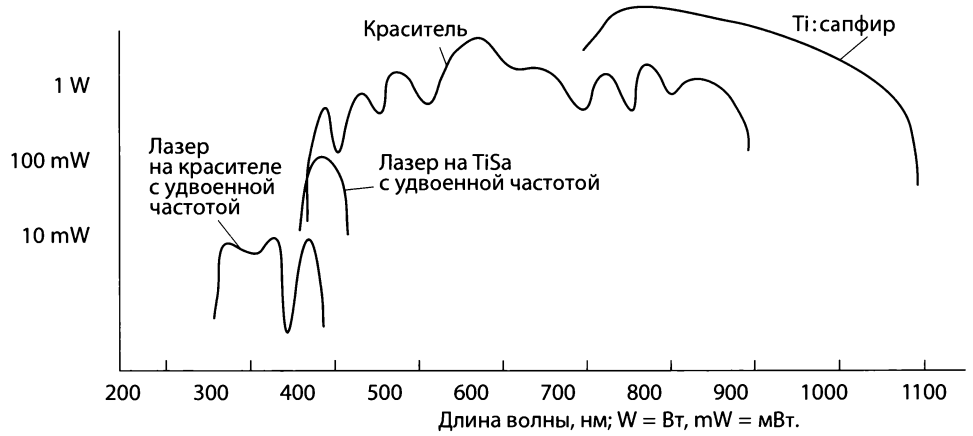


Рис. 9.17. Кривые перестройки непрерывного TiSa-лазера в сравнении с непрерывными лазерами на красителях (по данным фирмы «Когерент»)

Рис. 9.18а. Схема энергетических уровней лазера на Yb: ИАГ (Yb^{3+}: $Y_3Al_5O_{12}$)

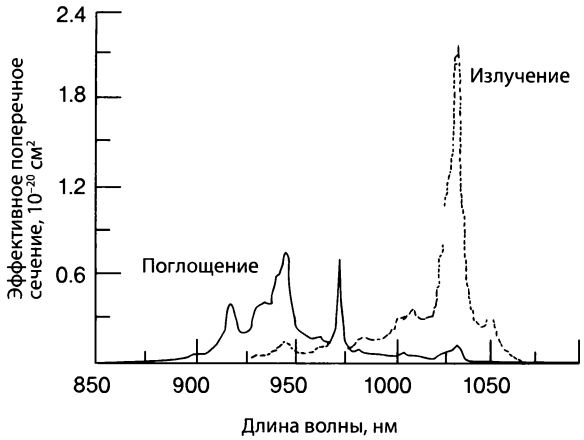


Рис. 9.18б. Спектр поглощения и излучения (эффективное поперечное сечение) Yb: ИАГ (легирование 15 %; 300 K)

Лазеры на Yb: КГВ (калий-гадолиний-вольфрам)

Для генерации сверхкоротких лазерных импульсов требуются широкополосные оптические переходы. Это требование выполняется, например, TiSa-лазером, с помощью которого можно генерировать импульсы около 100 фс в случае коммерческих систем. Лазеры на Ti-сапфире накачиваются в зеленой области спектра, для чего служат лазеры Nd: ИАГ с удвоением частоты при 532 нм. В отличие от него, лазер Yb: ИАГ для накачки имеет интенсивные линии поглощения при 940 и 980 нм. В этом диапазоне предлагаются лазерные диодные системы мощностью в несколько 10 Вт, что значительно упрощает конструкцию лазеров с ультракороткими импульсами.

Лазерный кристалл Yb: КГВ состоит из вольфрамата, где К означает калий, Г — гадолиний, В есть WO_4. Такой кристалл показывает особенно сильное поглощение при вводе излучения в аксиальном направлении. Схемы энергетических уровней и спектры идентичны таковым у лазера Yb: ИАГ (рис. 9.18а и б).

В коммерческих системах лазерный стержень в обоих аксиальных направлениях может получать накачку по 30 Вт, причем излучение подается по стекловолокнам. Спектр излучения такого лазера составляет от 1020 до 1060 нм с максимумом около 1048 нм. Минимальная длительность импульсов равна 500 фс, то есть больше, чем у TiSa-лазера. Может осуществляться пассивная синхронизация мод (посредством насыщающегося отражателя Брэгга), а частота импульсов составляет — в зависимости от резонансной длины — около 80 МГц. Отдельные импульсы могут усиливаться с частотой 7 кГц посредством регенеративного Yb: КГВ-усилителя (тоже с диодной накачкой), причем достигается средняя мощность 4 Вт.

9.6. Лазеры на центрах окраски

Лазеры на центрах окраски с оптической накачкой и широкими полосами излучения имеют много общего с твердотельными лазерами, описанными в п. 9.5.

Активная среда образуется центрами окраски в кристаллах щелочных галогенидов, как то: NaCl, KCl, RbCl и т. д.. По своей оптической структуре они напоминают лазеры на красителях с непрерывной лазерной накачкой и генерируют перестраиваемое излучение в инфракрасной области спектра от 0,8 до 4 мкм, расширяя при этом непрерывно перестраиваемый диапазон излучения лазеров на красителях от видимой области до инфракрасной области спектра (см. также главу 8).

Схема энергетических уровней

Центры окраски, в принципе, представляют собой дефекты в кристаллах. Особенно хорошо они изучены в кристаллах щелочных галогенидов, кристаллах с ионной связью, где дефекты возникают иногда на основе анионных вакансий, то есть в отсутствие отрицательных ионов, например, Cl^- в NaCl. В такую вакансию может связываться электрон, который в поле окружающих атомов решетки занимает сильно расширенный энергетический уровень. В результате легирования щелочных галогенидов натрием или таллием формируются, например, F_A-центры, описанные в п. 1.5. Рассмотрим теперь схему энергетических уровней для лазера на центрах окраски на примере указанного F_A-центра (рис. 9.19). Такие центры могут принимать нормальную конфигурацию и конфигурацию седловой точки. Оптическая накачка осуществляется от стабильного (*s*-подобного) основного состояния в расщепленное на две зоны (*p*-подобное) возбужденное состояние. Широкие полосы поглощения, показанные на рис. 9.20, обеспечивают эффективную накачку. В течение 1 пикосекунды в результате безызлучательной релаксации заселяется верхний лазерный уровень в конфигурации седловой точки. Время жизни на верхнем лазерном уровне составляет от 10 до 200 нс. В результате люминесценции либо лазерного излучения происходит переход в возбужденное основное состояние, у которого менее чем за 1 пикосекунду осуществляется релаксация в стабильное основное состояние. При этом выполняется важное условие непрерывной генерации лазера: время жизни на верхнем лазерном уровне превышает время жизни на нижнем лазерном уровне.

Конструктивное исполнение

Кристаллы для лазеров на центрах окраски должны использоваться и храниться при температуре 77 K= температуре жидкого азота. У многих центров окраски коэффициент полезного действия для люминесценции уменьшается по мере повышения температуры. У других F-центров (от нем. Farbzentrum) коэффициент полезного действия излучения не зависит от температуры и может достигать 100-процентного уровня. Тем не менее, даже такие центры окраски подлежат охлаждению, в противном случае, не исключено их просветление.

На рис. 9.21 приведены характеристические кривые люминесценции важнейших лазерных веществ. При этом принимались во внимание только устойчивые кристаллы центров окраски со сроком службы более 1 года. Перестройка может осуществляться почти до полуширины кривых люминесценции. Лазерные линии являются однородно уширенными.

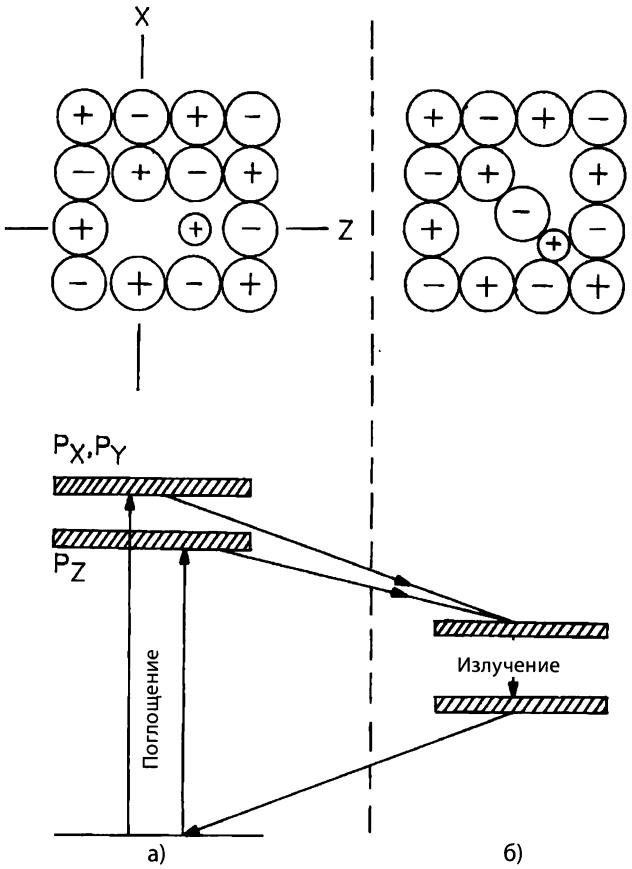


Рис. 9.19 . Центры FA с нормальной и возбужденной конфигурацией седловой точки. Схема энергетических ур овней лазера на центрах окраски: (+) = ион щелочи (например, K+), (-) = ион галогена (например, Cl-), (+) = примесный ион

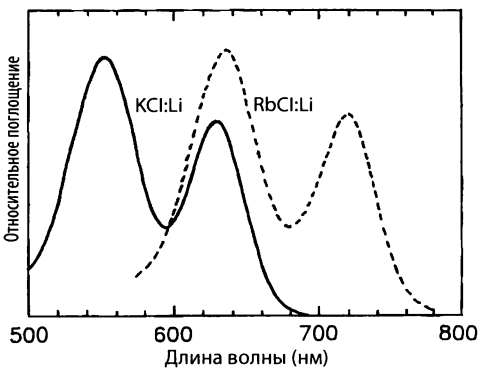


Рис. 9.20. Полосы поглощения центров окраски KCl: Li и RbCl: Li (по данным Кнойбюля и Зигриста)

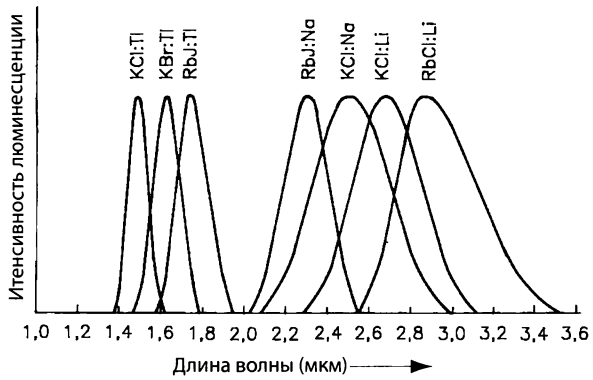


Рис. 9.21. Спектр люминесценции лазерных кристаллов на центрах окраски (по данным Кнойбюля и Зигриста)

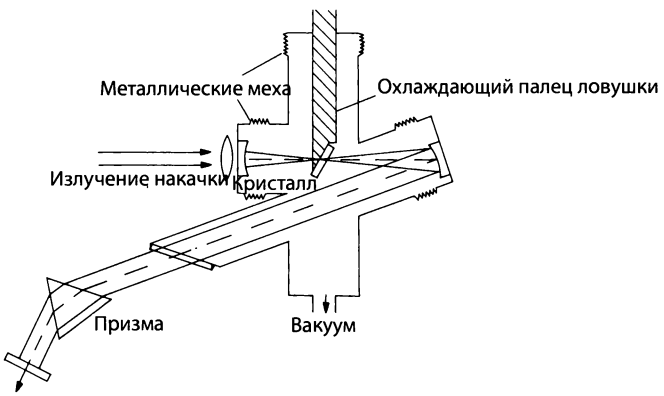


Рис. 9.22. Структура охлаждаемого лазера на центрах окраски (по данным Кнойбюля и Зигриста)

Техническое исполнение лазеров на центрах окраски практически идентично таковому у лазеров на красителях. Лазерный кристалл с числом центров окраски примерно 10^{18} на $см^3$ размещается на охлаждающем пальце ловушки, который другим концом погружен в жидкий азот (рис. 9.22). В целях тепловой изоляции и предотвращения конденсации водяного пара в зоне вокруг кристалла создан вакуум. Здесь находит применение продольная накачка с помощью непрерывного лазера, лазеров на Nd: ИАГ или Kr+. Селекция длины волны осуществляется путем вращения призмы в резонаторе. Эти лазеры достигают непрерывной выходной мощности в несколько десятков мВт. Благодаря однородной ширине линии получают, при использовании эталона Фабри — Перо, относительно простой одномодовый режим генерации. Коммерческие лазеры на центрах окраски функционируют, например, с Na: KCl, Li: RbCl и Nl: KCl. При этом могут генерироваться длины волн от 1,43 до 1,58 мкм и от 2,2 до 3,3 мкм. Чаще всего они используются в качестве перестраиваемых источников излучения в спектроскопии. Придется, однако, отметить, что, благодаря развитию лазеров на TiSa, фостерите и других подобных твердотельных лазеров, не нуждающихся в охлаждении, популярность лазеров на центрах окраски в последние годы несколько уменьшилась.

9.7. Дисковые и волоконные лазеры с диодной накачкой

Способы накачки твердотельных лазеров с помощью диодных лазеров позволяют получить компактные источники лазерного излучения, функционирующие с высоким коэффициентом полезного действия и отличным качеством пучка. Далее, поскольку для возбуждения не используются газовые разряды, лазеры с диодной накачкой отличаются высокой стабильностью и долгим сроком службы. Кроме прочего, излучение диодных лазеров хорошо вводится в стекловолокна, и это сочетание предлагает новые возможности создания лазерных систем с весьма привлекательными свойствами.

Лазеры с диодной накачкой

При накачке с применением диодных лазеров излучение лазерного диода или лазерной матрицы с помощью линз вводится в лазерное вещество в продольном либо поперечном направлениях (рис. 9.23). У лазера с продольной накачкой излучение накачки фокусируется оптической системой, например, на выходной торец стержня из Nd: ИАГ (рис. 9.23а). Типовой диаметр пятна составляет от 50 мкм до нескольких сотен мкм. С этой величиной согласуется диаметр TEM_{00}-моды резонатора. Излучение накачки глубоко проникает в лазерный стержень и почти полностью поглощается. Лазерное зеркало, через которое проходит излучение накачки, обладает высокой отражающей способностью (100-процентное глухое зеркало) для излучения Nd: ИАГ (1,06 мкм) и снабжено прозрачными противоотражающими слоями для излучения лазерного диода (0,81 мкм).

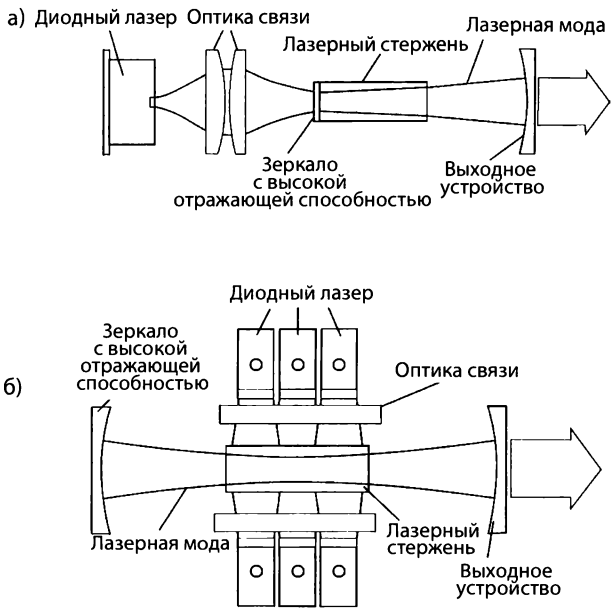


Рис. 9.23. Твердотельный лазер с диодной накачкой. (**а**) При продольной или торцевой накачке излучение вводится из диодного лазера через одно из зеркал резонатора в лазерный стержень. Возбужденный объем синхронизируется относительно объема основной моды (TEM00), в результате чего получается пучок хорошего качества. (**б**) При поперечной или боковой накачке излучение лазерных диодов *проникает* через поверхности покрытия лазерного стержня

Типовые системы на Nd: ИАГ с лазерной накачкой и невысокой мощностью используют диодные матрицы, или решетки с несколькими ватт непрерывной лазерной мощности при кпд около 50 %. Лазерный стержень имеет длину примерно 1 см и диаметр 0,5 мм. В эффективных системах почти каждый фотон излучения накачки создает фотон лазерного излучения. Общий коэффициент полезного действия системы Nd: ИАГ с накачкой диодным лазером составляет порядка 10 %. Так как нагревание заметно уменьшается, лазеры с такой накачкой обеспечивают пучок очень хорошего качества. Непрерывный режим генерации с выходной мощностью в несколько ватт возможен на $ТЕМ_{00}$-моде. Излучение обладает очень высокой стабильностью: расчетный срок службы превышает 10 000 рабочих часов. Более значительные мощности получают при поперечной накачке (рис. 9.23б). Существуют и другие схемы, показанные на рис. 9.24.

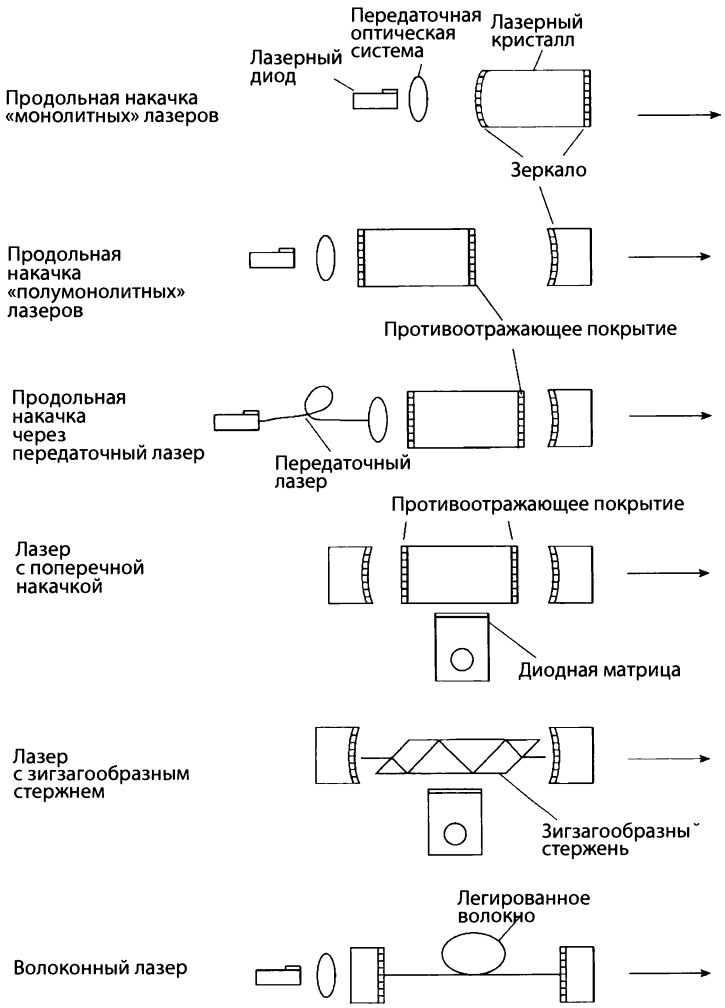


Рис. 9.24. Схемы накачки твердотельных лазеров лазерными диодами (по данным п. Пойзера, фирмы «Даймлер-Бенц», Оттобрунн)

Особенно благоприятны для целей накачки кристаллы на иттрий-ванадате, легированные неодимом: они отлично поглощают свет накачки. С Nd: YVO_4 достигаются гораздо более высокие оптические усиления, чем с Nd: ИАГ. Неодимовые лазеры с диодной накачкой могут функционировать также в режимах модуляции добротности и синхронизации мод. С помощью лазерных диодов возможна накачка не только кристаллов, легированных неодимом (рис. 9.25). Так, с кристаллами Cr: $LiSrAlF_6$ (LiSAF) можно генерировать перестраиваемое лазерное излучение в диапазоне 780–920 нм, а также сверхкороткие импульсы с синхронизованными модами.

Для получения видимого лазерного излучения создаются коммерческие системы, у которых в резонатор встраивается кристалл для удвоения частоты. При этом с преобразованием на уровне 100 % получают непрерывное излучение в зеленой области спектра (0,53 мкм) на TEM_{00}-моде.

Для высокомощных лазеров особый интерес представляют легированные иттербием ИАГ-кристаллы, $LiYF_4$-кристаллы и другие, поскольку эти ионы обладают заметно более высокой квантовой эффективностью, чем ионы Nd^{3+} В целях дальнейшего снижения действия нагрева лазерный материал монтируется в виде тонкой пластинки (диска) на теплоотводе, и такой дисковый лазер накачивается с другой стороны. При использовании тонких пластинок поглощение света накачки в любом случае невелико. Проходя через зеркало, он отражается под углом на стороне охлаждения кристалла и должен посредством следующего зеркала накачки вновь излучаться в лазерный кристалл — прежде, чем наступит высокое полное поглощение.

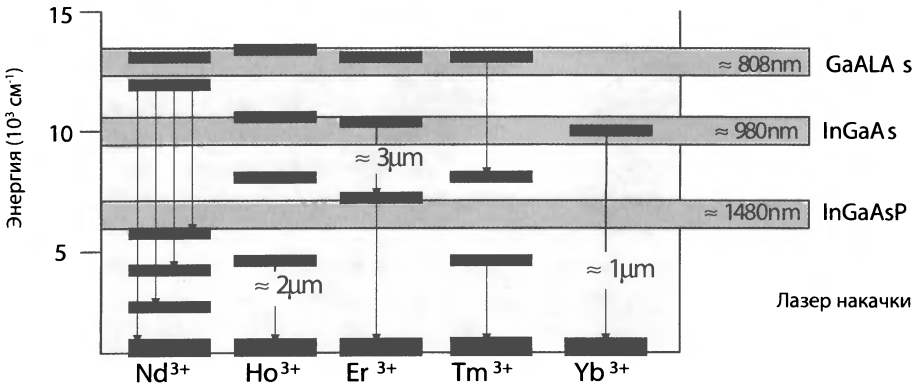


Рис. 9.25. Энергетические уровни (упрощенная схема, черные сегменты) важнейших лазерных ионов в кристаллах и подходящие диапазоны длин волн излучения накачки (серые сегменты) диодных лазеров. Возбуждаемые при этом лазерные переходы указаны вертикальными стрелками (см. также рис. 9.4 и др.). (По данным д-ра Суни Янга, BIT, Байинг.)

Твердотельные лазеры с диодной накачкой олицетворяют собой безусловный прогресс в лазерной технологии: теперь удается посредством мягкого излучения в инфракрасной и видимой областях спектра получать пучок отличного качества и высокий кпд лазерного излучения. В сфере обработки материалов уже используются функционирующие с диодной накачкой неодимовые лазеры, имеющие выходную мощность в несколько киловатт.

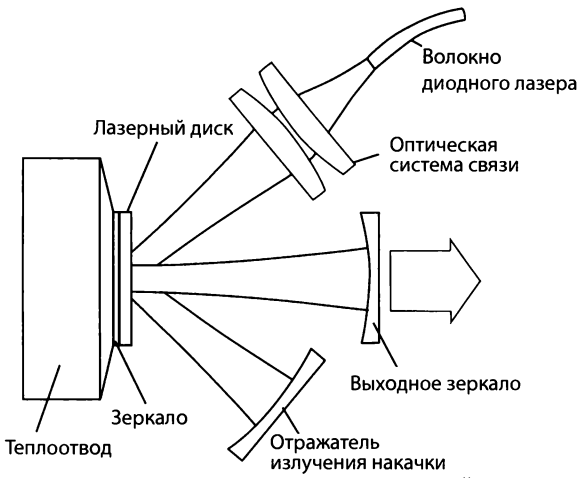


Рис. 9.26. У дисковых лазеров кристалл состоит из тонкой пластинки, смонтированной на теплоотводе. Накачка осуществляется со стороны свободной поверхности

Дисковый лазер

Дисковый лазер представляет собой цилиндр из материала, пригодного для вывода вынужденного излучения, диаметром около 10 мм и высотой 0,2 мм. Одна сторона такого цилиндра снабжена смонтированным на теплоотводе зеркалом с высокой отражающей способностью (рис. 9.26). Накачка с помощью диодного лазера осуществляется от свободной стороны. В процессе накачки возникает одномерный перепад температуры в направлении оси лазерного пучка. Это снижает тепловые влияния на процесс генерации лазерного излучения и способствует повышению качества пучка.

В силу короткой длины активной среды поглощение света накачки не очень велико, как и усиление на проход. Эта проблема решается за счет сильного легирования и обеспечения многократных проходов излучения накачки. Правда, генерация коротких импульсов высокой энергии затруднительна, так как объем активной среды довольно мал и, следовательно, в нем запасается не столь много электронной энергии возбуждения, преобразуемой затем в лазерный импульс.

Волоконные лазеры

Лазерные стекла вытягиваются в тонкие стекловолокна, которые подлежат (преимущественно оптической) накачке через выходной торец (рис. 9.24). Такие волоконные лазеры генерируют дифракционно-ограниченное излучение основной моды, если используется одномодовое волокно. Благодаря большой — по сравнению с объемом — площади волокна имеет место эффективный отвод тепла, что позволяет обходиться без дополнительного охлаждения подобных волоконных лазеров. Функционирующие в непрерывном режиме волоконные одномодовые

лазеры на активной среде с неодимом генерируют выходные мощности до 1 Вт при наилучшем качестве пучка.

Более высокие мощности достигаются волоконными лазерами с двойной сердцевиной (рис. 9.27). Активная сердцевина, определяющая качество пучка лазерной системы, находится в окружении второй сердцевины. Эта так называемая сердцевина накачки выводит излучение накачки из диодного лазера. Мощность непрерывного волоконного лазера с двойной сердцевиной может составлять несколько сотен ватт и ограничена нелинейными эффектами, как то: вынужденным излучением комбинационного рассеяния или дефектами вещества при высокой интенсивности света. В целях дальнейшего повышения мощности диаметр одномодовой сердцевины удерживается по возможности максимально большим, для чего уменьшается разность показателей преломления в волокне. Следует, впрочем, иметь в виду, что это приводит к малой числовой апертуре и чрезмерным потерям при изгибе.

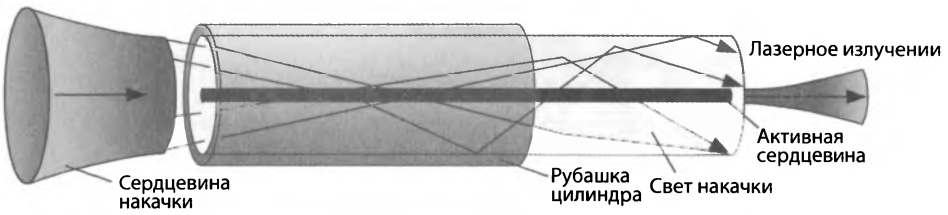


Рис. 9.27. В лазере из волокна с двойной сердцевиной генерируется лазерное излучение в активной одномодовой сердцевине. Излучение накачки осуществляется в многомодовой сердцевине, окружающей одномодовую сердцевину. Свет накачки проходит по всей длине волокна в лазерную сердцевину, обеспечивающую вынужденное излучение

Дальнейшее увеличение диаметра сердцевины для одномодовых лазеров может быть получено путем использования лазерных оптокристаллических волокон (см. дальше п. 12.6 «Оптические волокна»). Речь идет о волокнах из легированного кварцевого стекла, содержащих наполненные воздухом капилляры. Находят применение также фотонные лазеры из волокна с двойной сердцевиной.

В волокнах процессы преобразования с повышением частоты дают видимое лазерное излучение при накачке с помощью инфракрасных лазерных диодов. При этом вместо обычных волокон из кварцевого стекла применяют так называемые волокна ZBLAN, легированные ионами редкоземельных элементов типа Pr, Er или Tm^{3+} Ионы тулия дают, например, лазерное излучение в синей области спектра с длиной волны 482 нм и выходной мощностью до 0,1 Вт при накачке с длиной волны 1120 нм. При этом посредством двух- или многоступенчатых процессов поглощения с диодными лазерами в инфракрасной области спектра возбуждаются вышележащие энергетические уровни, способные генерировать коротковолновое лазерное излучение. Таким образом, с применением легированных неодимом или тулием волокон из фторсодержащего стекла удается реализовать лазерное излучение в ультрафиолетовой и синей областях спектра.

Достаточно широкое применение имеют также стекловолокна, легированные эрбием. Они используются в оптических усилителях для длины волны 1,55 мкм при стекловолоконной связи.

ЗАДАЧИ

9.1. **(а)** Вычислить максимальную плотность энергии, которая может накапливаться в кристалле после накачки рубинового лазера с концентрацией Cr = 0,05 весовых % Cr_2O_3 (массовое число Cr = 52, O = 16, плотность рубина $\rho = 4$ г/см^3, число Авогадро $N = 6{,}02 \cdot 10^{23}$ моль$^{-1}$). Следует учесть, что только атомы Cr способствуют процессу генерации лазера. **(б)** Какова максимальная энергия, излучаемая в одном лазерном импульсе (при диаметре кристалла $d = 3$ мм, длине $l = 5$ см)? **(в)** Каковы величины пиковой мощности импульсов и интенсивности при длительности импульсов 10 нс?

9.2. Линия R_1 рубинового лазера имеет длину волны 694,3 нм. Линия R_2 исходит от уровня, лежащего выше на 29 см$^{-1}$. Вычислить длину волны линии R_2.

9.3. Определить пороговую инверсию для лазера на алюмоиттриевом гранате, легированном неодимом. Зеркала обладают коэффициентом отражения $R_1 = 11$ и $R_2 = 0{,}8$. Стержень лазера имеет длину 5 см. Эффективное поперечное сечение для индуцированного излучения составляет $\sigma = 3{,}5 \cdot 10^{-19}$ см^2.

9.4. Вычислить интенсивность излучения для кристалла Nd:ИАГ (1,06 мкм). Время жизни на верхнем лазерном уровне составляет 230 мкс, а эффективное поперечное сечение для индуцированного излучения равно $3{,}5 \cdot 10^{-19}$ см^2. Какая мощность лазерного генератора должна поглощаться в усилителе Nd: ИАГ с диаметром $d = 8$ мм, чтобы эффективно принять запасенную энергию в усиленный пучок?

9.5. Твердотельный неодимовый лазер функционирует с конденсатором 10 мкФ и напряжением 1 кВ. Коэффициент полезного действия составляет 1 %. **(а)** Каковы энергия и мощность у нормальных импульсов длительностью 0,1 мс? **(б)** Вычислить среднюю мощность при частоте повторения импульсов 10 Гц.

9.6. Импульсный неодимовый лазер преобразует 1,5 % энергии лампы-вспышки в лазерное излучение. Вычислить: **(а)** энергию в импульсе, импульсную мощность и среднюю мощность лазерного излучения при длительности импульсов 0,2 мс, энергии накачки 1 Дж и частоте повторения 20 Гц, а также **(б)** определить те же параметры при модуляции добротности (без потерь) с длительностью импульсов 5 нс.

9.7. Определить размеры камеры накачки с эллиптическим поперечным сечением для лазера на алюмоиттриевом гранате с неодимом. Лампа-вспышка и стержень должны иметь межосевое расстояние 10 мм. Допустим, соотношение полуосей составляет 1,15. Каковы предполагаемые полуоси камеры накачки?

9.8. **(а)** Почему лазер на эрбии при 3 мкм не может функционировать в непрерывном режиме? **(б)** Какие свойства этого лазера делают его интересным для медицины?

9.9. Сравните рубиновый лазер с лазером на александрите.

9.10. Почему TiSa-лазер функционирует преимущественно с накачкой другим лазером? Какие лазеры годятся для этой цели?

ГЛАВА 10

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

Вскоре после создания первого лазера, уже в 1961 году, появились сообщения о разработке полупроводниковых лазерных установок. Вначале речь шла исключительно об импульсной генерации при низких температурах, и только позднее удалось получить и непрерывный режим при комнатной температуре. Полупроводниковый лазер весьма перспективен с экономической точки зрения и уже сейчас производится в больших количествах для использования в обычных потребительских товарах, в том числе: в цифровых музыкальных центрах, ПЗУ сверхбольшой емкости на компакт-дисках (CD- и DVD-ROM) для персональных компьютеров и в лазерных принтерах. Среди прочих областей применения можно назвать, например, системы дальней связи, обработку материалов и медицинскую технику. Ниже приведены основные свойства полупроводниковых лазеров, отличающие их от прочих лазерных установок:

- компактное исполнение с размерами в диапазоне от микро- до миллиметров, что значительно облегчает монтаж полупроводниковых лазеров в любом оборудовании,
- прямое возбуждение с низкими электрическими токами и напряжениями, например, 10 мА при 2 В для выходных мощностей порядка 10 мВт, что позволяет питание электроэнергией на основе обычных транзисторных схем,
- при возбуждении высокими токами обеспечивается возможность достижения выходных мощностей от нескольких сотен Вт до нескольких кВт,
- большой коэффициент полезного действия — выше 50 %,
- возможность прямой модуляции посредством тока возбуждения с частотами до 10 ГГц, что весьма важно при использовании в области передачи информации по стекловолокнам,
- небольшой диаметр пучка, вводимого прямо в стекловолокнах при оптической передаче информации,
- высокая степень интеграции с электронными компонентами и схемами, а также с оптическими волноводами и другими элементами такого рода — главное условие получения комплексных оптоэлектронных переключательных контуров как на базе полупроводниковых соединений $A^{III}B^{V}$, так и на кремниевых подложках,
- создание основанной на полупроводниках технологии как способа массового производства с минимальными затратами.

В отношении недостатков следует, прежде всего, указать тот факт, что по причине небольшого резонатора получают излучение с сильной дифракционной расходимостью. Однако с помощью соответствующих линз или коллимационной оптики достигаются почти параллельные пучки. Далее, отмечается недостаточная стабильность частоты в одномодовом режиме, но длина когерентности путем принятия специальных мер может быть увеличена до 30 м, что позволяет использовать рассматриваемое оборудование в целях решения разнообразных задач в области

голографии. И все же основной сферой применения здесь остается информационная и измерительная техника.

Диодные лазеры с прямой накачкой электрическим током, в зависимости от используемого вещества, могут быть разделены на три группы:

- Коммерческие лазеры из полупроводниковых соединений $A^{III}B^{V}$ (GaAs, GaAlAs и InGaAsP) генерируют излучение в желтой, красной и ближней инфракрасной областях спектра в диапазоне от 600 до 1700 нм. Такие лазеры могут функционировать в непрерывном и импульсном режимах при комнатной температуре и находят применение при передаче информации, оптическом хранении данных на компакт-дисках и обработке материалов.
- В отличие от них, диодные лазеры на соли свинца функционируют в среднем инфракрасном диапазоне от 3 до 30 мкм, могут возбуждаться только при низких температурах $T < 100$ K и используются преимущественно для спектроскопических измерений.
- Ктретьей группе относятся лазеры в зеленой, синей и ультрафиолетовой областях спектра. Применительно к диодным лазерам в сине-зеленом диапазоне рассматриваются полупроводники $A^{II}B^{VI}$ на основе ZnSe, а для лазеров в синей и ультрафиолетовой областях спектра предпочитается GaN-соединение $A^{III}B^{V}$. Эти коротковолновые лазеры уже несколько лет переживают бурное развитие, вызванное, прежде всего, возможностью их использования в технике оптического хранения информации. Вероятная плотность записи на компакт-дисках резко возрастает с уменьшением длины волны λ, а минимальный размер пятна развертывающего электронного луча указан на магнитном диске через λ^2. Предполагается, что в будущем коротковолновые диодные лазеры будут играть важнейшую роль также в сфере спектроскопической аналитики и в производстве многоцветных лазерных дисплеев.

Полупроводниковые слои, способные к генерации лазерного излучения, реализуются в разных формах:

- как гомоструктура,
- как гетероструктура,
- в виде квантовых барьеров (или квантовых ям) и квантовых точек (англ. quantum well и quantum dot).

Эти слои, в свою очередь, используются для создания разных типов лазеров, среди которых можно выделить:

— лазеры с краевым излучением:
  - лазерные диоды с одной поперечной модой,
  - волноводные лазеры ребристой структуры (англ. ridge wave guide laser),
  - трапецеидальные усилители (англ. tapered amplifier),
  - лазеры с обратной связью (DFB= англ. distributed feedback laser),
  - лазеры с отражателем Брэгга (DBR = англ. distributed Bragg reflector laser),
  - широкополосные лазеры,
  - одномерные лазерные матрицы или стержни (англ. bar);
  - двухмерные лазерные матрицы или пакеты (англ. stack)

— лазеры с поверхностным излучением и вертикальным резонатором (VCSEL = = англ. vertical cavity surface emitting laser).

Наряду с диодными исполнениями существуют еще полупроводниковые лазеры, у которых возбуждение осуществляется посредством оптической накачки либо путем бомбардировки высокоэнергетическими электронами. Они тоже способны генерировать длины волн в видимой и ультрафиолетовой областях спектра до менее чем 400 нм. Но, поскольку лазеры такого типа пока не имеют серьезного технического применения, они здесь рассматриваться не будут.

У квантовых каскадных лазеров диодные структуры также не находят применения для создания инверсии населенностей. С технологической точки зрения они весьма близки к диодным лазерам. Их возбуждение осуществляется на основе прямой инжекции потока электронов в верхние лазерные состояния тонких полупроводниковых слоев.

10.1. Усиление света в диодах *p* — *n*-структуры

В полупроводниках энергетические состояния электронов представлены не как состояния с определенной энергией — по типу газов, а выражены посредством широких полос. В проводниках с дырочной электропроводностью возникают положительные дырки в нижней полосе (валентной зоне *VB*). Напротив, у проводников с электронной электропроводностью электроны внедряются в верхнюю полосу (зону проводимости *LB*) (рис. 10.1). Положительные дырки *p* и подвижные электроны *n* формируются акцепторными и, соответственно, донорными атомами с концентрацией, например, $> 10^{18}$ см$^{-3}$. Энергетические уровни непрерывных зон почти до энергии Ферми F_c и F_v заняты электронами и, соответственно, дырками. Поскольку используется сильное легирование, энергия Ферми находится прямо в зонах, а не между ними, как при слабом легировании. Если проводники с дырочной электропроводностью (*p*-типа) и проводники с электронной электропроводностью (*n*-типа) привести в тесный контакт, получится диод *p* — *n*-структуры — основной элемент полупроводникового диодного лазера. Электроны до тех пор диффундируют в зону с дырочной электропроводностью, а дырки — в зону с электронной электропроводностью, пока образующийся объемный заряд и разность потенциалов V_D

$$V_D \approx \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right) \tag{10.1}$$

не достигнут уровня совпадения энергий Ферми в проводниках с электронной и дырочной электропроводностью, причем N_A и N_D означают плотности акцепторов и доноров в проводнике с дырочной и, соответственно, в проводнике с электронной электропроводностью, а n_i есть относительная низкая, термически генерируемая плотность электронов в нелегированном полупроводнике при температуре *T;* при этом *k* есть константа Больцмана, *e* — элементарный заряд (заряд электрона).

Показанная на рис. 10.1 пространственная зависимость потенциала *V* и плотности заряда ρ вытекает из уравнения Пуассона (ε_0 = постоянная электрического поля, ε = относительная диэлектрическая проницаемость):

$$-\partial^2 V / \partial x^2 = \rho / \varepsilon\varepsilon_0. \tag{10.2}$$

Если напряжение U укладывается в порядок величин ширины запрещенной зоны ($eU \approx E_g$) в направлении пропускания диода, то разность потенциалов между двумя энергетическими зонами сокращается. Возникают потоки электронов и положительных дырок в противоположных направлениях. Свободные электроны в зоне проводимости дрейфуют в зону с дырочной электропроводностью (p), а положительные дырки в валентной зоне — в зону с электронной электропроводностью (n), причем электроны обладают большей подвижностью. В результате образуется узкая зона с инверсией населенностей (рис. 10.2). Толщина d определяется преимущественно через постоянную диффузии D электронов в слое, легированном примесями p-типа, и время рекомбинации τ: . Для GaAs получают с $D = 10$ см^2/с и $\tau = 10^{-9}$ секунд толщину $d \approx 1$ мкм. В этой узкой полосе возможны усиление света и генерация лазерного излучения. В лазерах с гетероструктурой и потенциальной ямой светоизлучающая зона еще меньше.

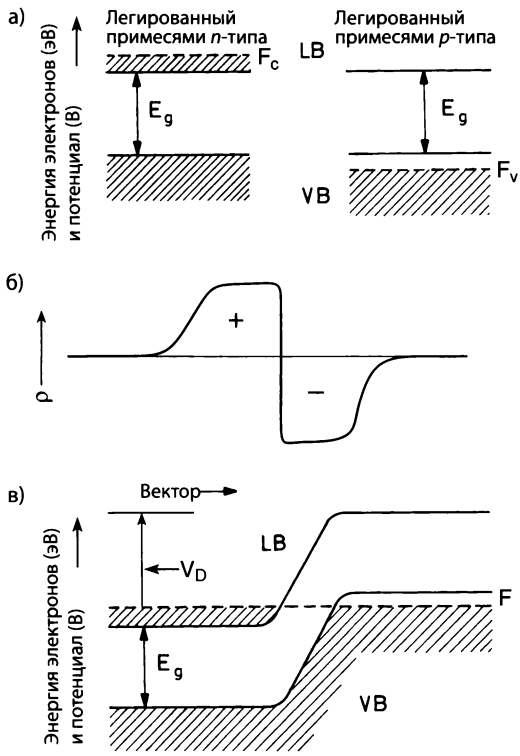


Рис. 10.1. Конструкция диодного лазера (гомоструктура) в виде p — n-перехода при сильном легировании. (**а**) Энергетические уровни раздельных полупроводниковых зон с сильным легированием примесями n- и p-типа, Eg = ширина запрещенной зоны, Fc и Fv = энергия Ферми проводников с электронной (n) и, соответственно, дырочной (p) электропроводностью (n- и p-типа), LB, VD = зона валентности и зона проводимости.)**б**) Если зоны с электронной и, соответственно, дырочной электропроводностью находятся в контакте, электроны диффундируют в зону с дырочной электропроводностью, а дырки — в зону с электронной электропроводностью. В результате имеет место плотность объемного заряда ρ и)**в**) происходит повышение энергии электронов в зоне p-типа с разностью потенциалов VD, ограничивающей диффузию (F = полная энергия Ферми)

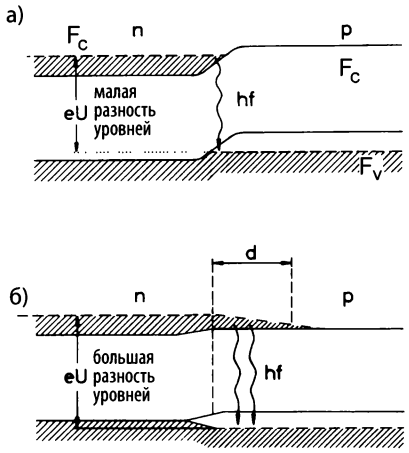


Рис. 10.2. Генерация излучения (фотоны с энергией hf) в диодном лазере посредством рекомбинации электронов и дырок при подаче напряжения U в направлении пропускания. Это напряжение уменьшает разность потенциалов между зонами n- и p-типа. (**а**) Низкое напряжение дает только слабое световое излучение,)**б**) более высокое напряжение генерирует излучение большей интенсивности. (Разность уровней Ферми определяется посредством внешнего напряжения U: eU = Fc — Fv)

10.2. Лазеры на основе GaAlAs и InGaAsP

Чаще всего используются лазерные материалы GaAlAs (галлий-алюминиевый арсенид) и InGaAsP (индий-галлиевый фосфид арсенида). Химические элементы Al, Ga, In принадлежат к III группе периодической системы, а элементы P, As — к V группе. Поэтому данные комбинированные кристаллические системы обозначаются как полупроводники $A^{III}B^{V}$, в отличие от соединений CdS и ZnSe, относящихся к полупроводникам $A^{II}B^{VI}$.

Длины волн лазерных диодов зависят от межзонного интервала конкретного полупроводника, в котором происходит рекомбинация электронов и дырок. В двухкомпонентных проводниках этот межзонный интервал имеет постоянную величину, которая у GaAs составляет 1,4 эВ, что соответствует длине волны излучения 0,89 мкм. У полупроводников, состоящих из трех или четырех компонентов, указанный интервал между зонами может варьироваться путем изменения соотношения компонентов в комбинации (см. рис. 10.3). В случае GaAlAs такая вариация проходит вдоль штриховой линии между 1,4 и 2,0 эВ, то есть от 0,9 до 0,7 мкм. Для полупроводника на основе InGaAsP изменение длин волн осуществляется в более широком диапазоне — от 0,6 до 4,0 мкм по рис. 10.3.

Для диодных лазеров требуются прямозонные полупроводники; непрямые переходы здесь не годятся и специально отмечены на рис. 10.3. Отличия между прямыми и непрямыми переходами и, соответственно, между прямозонными полупроводниками и полупроводниками с межзонным интервалом при непрямых переходах уже рассматривались выше в п. 1.6. Здесь следует упомянуть еще одно

ограничение: полупроводниковые слои проще всего наращиваются на подложках, обладающих примерно одинаковыми атомными постоянными решетки. По этой причине очень удобно получать $Ga_{1-x}Al_xAs$ — на GaAs, а $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ с $0 \le x \le 1$ и $y \approx 2{,}2x$ — на InP. Такие InGaAsP-лазеры могут создаваться в диапазоне от 1000 до 1700 нм. Коротковолновую область до 0,65 мкм, то есть красное видимое излучение, удается получить с InGaAsP на InGaP в качестве подложки. В диодных лазерах желтой области спектра до 570 нм используют AlGaInP на подходящей подложке.

У GaAlAs-лазеров возникает проблема окисления алюминия, что способно привести к повреждению выходных торцев в результате поглощения лазерного света. Чтобы избежать этого, применяют InGaAsP по возможности без содержания алюминия.

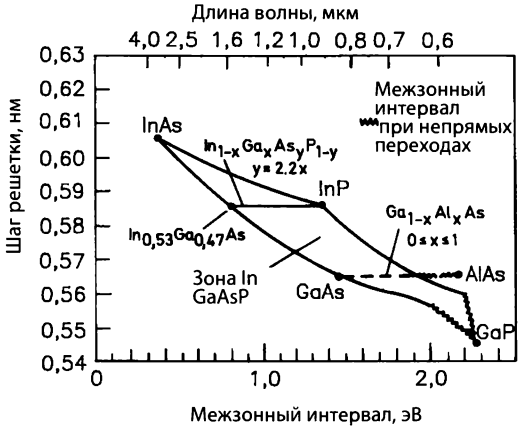


Рис. 10.3. Межзонные интервалы, длины волн и постоянные (шаги) решетки для InGaAsP и GaAlAs как функция атомных составляющих. Для GaAlAs эти величины находятся на пунктирной линии, для InGaAsP располагаются внутри площади, заключенной между соединительными кривыми для InAs, InP, GaP, GaAs и снова InAs. Полупроводники с межзонным интервалом при непрямых переходах не годятся для диодных лазеров (по данным Гехта)

В процессе производства точный контроль длины волны лазера возможен только в пределах неопределенности в нанометровом диапазоне. Для передачи информации особенно благоприятны длины волн от 1,3 до 1,6 мкм, так как оптические волокна в этой области обнаруживают минимальные затухание и дисперсию. Поэтому здесь находят применение лазеры на основе InGaAsP (см. также раздел «Лазеры для дальней связи»). Лазеры на GaAlAs с длиной волны около 780 нм широко и успешно используются для оптического считывания носителей аудио- и видеозаписи (компакт-дисков).

10.3. Конструктивное исполнение диодных лазеров

Конструкция диодного лазера в схематическом представлении дана на рис. 10.4. Две плоскопараллельных торцевых поверхности, которые обычно создаются путем расщепления кристалла, образуют резонатор. При необходимости выходные торцы, полностью или частично, снабжаются зеркальным покрытием. Такие структуры

именуют лазерными диодами Перо — Фабри (в отличие от появившихся позднее лазеров с обратной связью = DFB). Поскольку, например, показатель преломления полупроводника GaAs составляет: $n = 3{,}6$, вычисляется коэффициент отражения: $R = [\ (n - n')/(n + n')\ ]^2 = 0{,}32$ с $n' = 1$ для воздуха. Дополнительное зеркальное покрытие в данном случае не обязательно, ибо усиления диодных лазеров здесь и так вполне достаточно. Другие поверхности кристалла обладают определенной шероховатостью, так что никаких колебаний в нежелательных зонах не ожидается. По причине дифракции в узком поперечном сечении излучения угол расхождения выходящего пучка будет составлять примерно 30° в направлении, перпендикулярном плоскости активного слоя. В других направлениях дивергенция меньше, так как ширина слоя больше толщины активной зоны d.

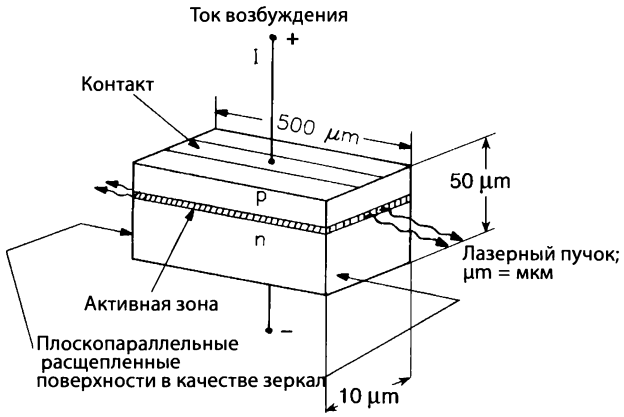


Рис. 10.4. Конструкция простого диодного лазера (гомоструктура)

У лазера с гомоструктурой согласно рис. 10.4 слои p- и n-типа состоят из одного и того же вещества, но с легированием разными примесями. Управление пучком в активном слое лазера едва ли возможно, и луч может проникнуть в зоны, не способные к вынужденному излучению. В результате не исключены потери, и пороговый ток для генерации лазерного излучения оказывается слишком высоким. При комнатной температуре он составляет порядка 100 кА/см^2, так что непрерывный режим работы здесь отпадает.

Двойная гетероструктура

Заметное снижение плотности и величины порогового тока получают при использовании лазера двойной гетероструктуры, показанной на рис. 10.5. При гетероструктуре изменяется интервал между пограничными зонами. Поскольку межзонный интервал и показатель преломления зависят друг от друга, в гетероструктуре происходит резкое изменение последнего. По образующемуся при этом волноводу лазерный луч с большей точностью управляется в активной зоне, благодаря чему значительно сокращаются возможные потери. Активная зона состоит из GaAs-слоя толщиной от 0,1 до 0,5 мкм с переходами в GaAlAs-зоны p- и n-типа (рис. 10.5). Дырки и электроны из p- и n-зон инжектируются в активную GaAs-зону, где возникает перенаселенность.

На рис. 10.6 показаны энергетические зоны лазера с гетероструктурой. GaAlAs имеет увеличенный по сравнению с GaAs межзонный интервал, поэтому в активном слое GaAs образуется потенциальная яма для электронов верхней зоны проводимости и барьер для положительных дырок валентной зоны. Благодаря этому уменьшается диффузия электронов и дырок из узко ограниченной активной среды лазера. Другое важное преимущество заключается в том, что показатель преломления GaAlAs примерно на 5 % выше, чем у GaAs. Профиль показателя преломления действует как волновод (см. здесь также главу 12), и протяженность лазерного луча в направлении, перпендикулярном плоскости активного слоя, сужается. Сужение активной зоны и ограничение лазерных мод приводит к уменьшению порогового тока примерно со 100 кВ/см^2 до 1 кВ/см^2. Благодаря этому становится возможным непрерывный режим генерации лазерного излучения при комнатной температуре.

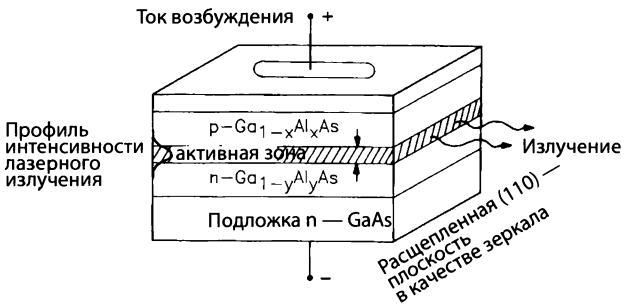


Рис. 10.5. Конструкция диодного лазера с двойной гетероструктурой

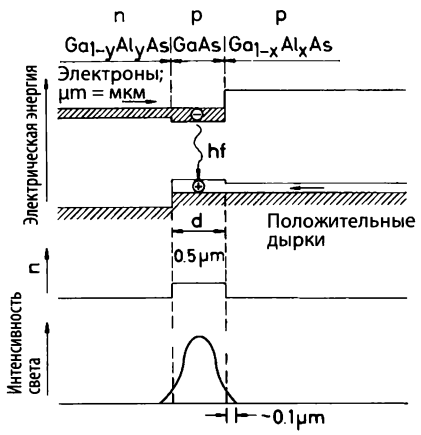


Рис. 10.6. Энергетические зоны электронов и дырок в лазере двойной гетероструктуры, а также пространственное распределение показателя преломления n и интенсивности света

Полосковые лазеры

Дальнейшего понижения необходимых токов возбуждения и улучшения характеристик пучка можно добиться за счет боковой подачи тока и излучения в активном

слое. При наличии достаточно узкой активной зоны допускается теперь поперечная основная мода, что повышает стабильность излучения. Сужение зоны лазерного излучения достигается путем полосковой подачи тока (рис. 10.7). Ток возбуждения течет теперь по узкой зоне, так как боковые зоны обладают большим омическим сопротивлением. Таким образом, усиление сконцентрировано преимущественно на этой узкой зоне. Лазеры такого типа относят к устройствам с «управляемым усилением» (англ. gain guided). Недостатком здесь считается тот факт, что ни ток, ни излучение не имеют точного бокового ограничения.

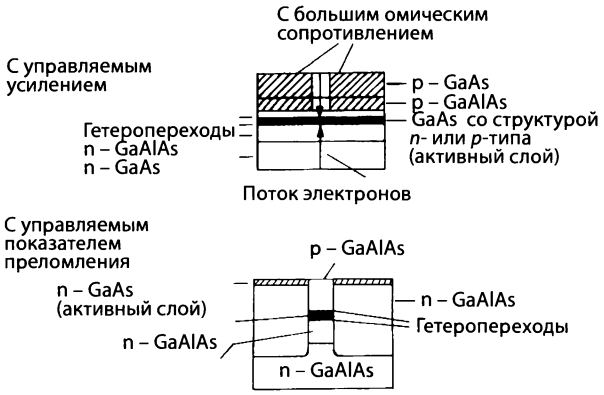


Рис. 10.7. Полосковые диодные лазеры с управлением по усилению и по показателю преломления (черным цветом обозначена активная зона)

Точное боковое ограничение получают при лазерах с управляемым показателем преломления (см. рис. 10.7). В устройствах такого типа активная зона сбоку ограничивается слоем *n*-типа. Благодаря этому ток с большей точностью проводится через активную среду. Дополнительно сбоку понижается показатель преломления, что приводит к образованию волноводной структуры. Это является условием достижения непрерывного одномодового режима генерации. За счет полосковой структуры заметно облегчается ввод в оптические волокна. Для диодных лазеров с управляемым показателем преломления пороговый ток составляет около 10 мА при комнатной температуре.

В целях повышения выходной мощности в случае широкополосных лазеров можно отказаться от генерации на поперечной основной моде и использовать широкую активную зону примерно до 200 мкм. Мощности при этом могут достигать десятиваттного диапазона. Для лазерных стержней шириной 1 см и длиной резонатора 3 мм с расположенными на нем многочисленными параллельными полосками ожидаются выходные мощности до 1 кВт при длинах волн от 800 до 980 нм. Типовые коэффициенты заполнения: до 40 % при непрерывном режиме и почти 90 % при импульсном режиме.

Волноводные лазеры ребристой структуры (англ. ridge waveguide laser)

Боковое распространение лазерного пучка в активной зоне может быть достигнуто и на основе ребристых структур, подобных той, что показана на рис. 10.8.

При этом ребристый выступ шириной в несколько микрометров действует как волновод, а эффективный показатель преломления зависит от толщины используемого рабочего вещества. Ребристый волновод имеет основную моду с относительно большим поперечным сечением, что позволяет достижение выходной мощности до 1 Вт.

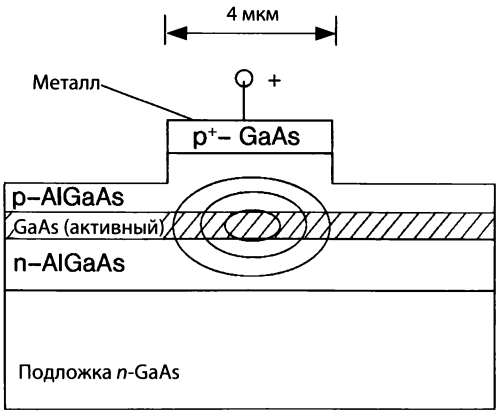


Рис. 10.8. Схема волноводного лазера ребристой структуры в поперечном разрезе

Лазеры с горизонтальным резонатором и поверхностным излучением (HCSEL = англ. horizontal-cavity surface-emitting)

Исполнение с краевым излучением может быть модифицировано в лазер с поверхностным излучением. С этой целью активный слой подвергается поверхностному травлению под углом 45°, так что луч в результате полного отражения отклоняется под углом 90° На рисунке с левого края размещено одно зеркало, в то время как второе (отражатель Брэгга) располагается параллельно плоскости активной зоны. Лазеры HCSEL предлагают особые преимущества, в частности, с точки зрения охлаждения и монтажа

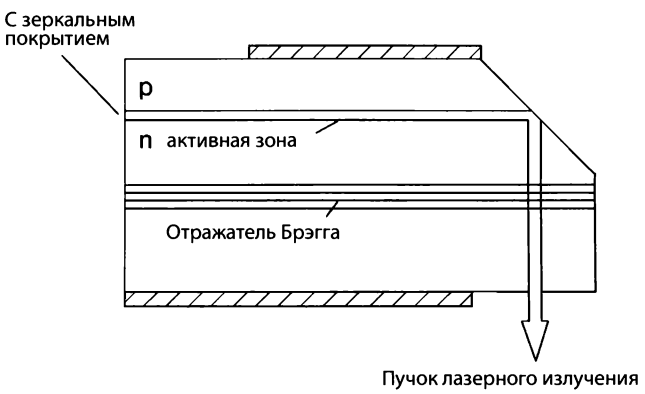


Рис. 10.9. Схема конструкции лазера с поверхностным излучением

Трапецеидальный усилитель

Для режима генерации на основной моде с пучком высокого качества можно воспользоваться системой генератор — усилитель (англ. master oscillator power amplifier, или MOPA, рис. 10.10). При этом генерирующий на основной моде лазер малой мощности усиливается посредством трапецеидального широкополосного диода. Выходные торцы этого диода имеют уменьшенное отражение, поэтому диод не достигает порога лазерного излучения. Благодаря такому усилению удается получить мощности в несколько ватт.

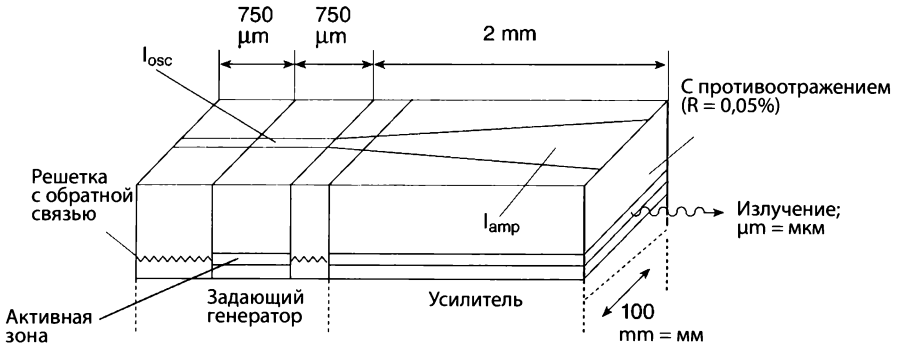


Рис. 10.10. Схема конфигурации «диодный лазер — генератор — усилитель», состоящей из генератора (например, лазера с отражателем Брэгга) с трапецеидальным усилителем (I_{osc} — ток для лазерного генератора, I_{amp} — ток для лазерного усилителя) (по данным п. Пойзера, фирма «Даймлер-Бенц»)

Лазерные матрицы и пакеты для высоких выходных мощностей

На носителе, или стержне (англ. bar) можно разместить несколько полосковых лазеров рядом параллельно друг другу и получить так называемую «матрицу», или решетку (рис. 10.11). Подобные конструкции обеспечивают непрерывные мощности выше 200 Вт. Основной областью их применения является накачка твердотельных лазеров, в частности, на активной среде с неодимом.

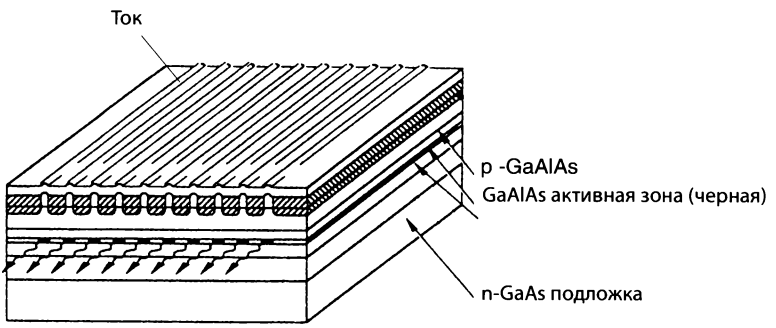


Рис. 10.11. Матрица, или решетка из нескольких параллельно расположенных полосок лазерных диодов

не возрастает до стационарной величины, соответствующей пиковой мощности. В квазинепрерывном режиме можно работать с более высокими токами возбуждения, чем в непрерывном режиме, что позволяет получить импульсные пиковые мощности в два раза выше максимальной непрерывной мощности. Впрочем, это возможно только при длительности импульсов до 1 мс, поскольку при более долгих периодах включения устанавливается стационарная температура, как в непрерывном режиме!

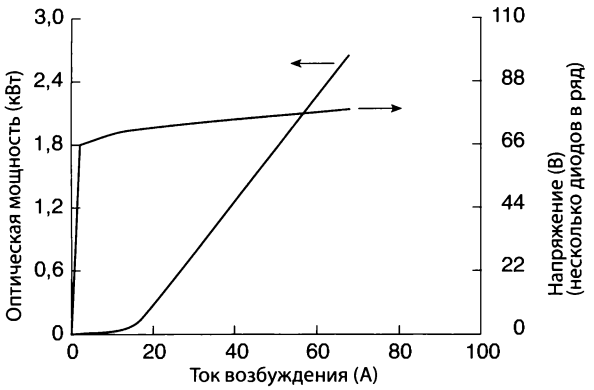


Рис. 10.13. Выходная мощность и ток высокомощного пакета диодных лазеров

Лазеры с потенциальной ямой и потенциальной точкой

Полупроводниковые лазерные слои можно получить, например, на основе эпитаксии молекулярного пучка толщиной $d < 30$ нм. Эта толщина соответствует порядку величин длины волны де Бройля для электронов ($\lambda = h/p$, где: p = импульс, h = постоянная Планка). Инжектируемые электроны и дырки находятся при этом в так называемой «потенциальной яме» и образуют стоячие волны де Бройля. Энергетические состояния валентной зоны и зоны проводимости соответствующим образом квантованы. Вместо непрерывной зонной структуры возникают энергетические состояния с непрерывной минимальной энергией E_1, E_2, E_3,... (рис. 10.14). Лазерное излучение генерируется через индуцированные переходы между этими уровнями. Типовой лазер с потенциальной ямой, или «Quantum well»-лазер состоит из активного слоя GaAs, окруженного слоями GaAlAs n- и —p-типа. Такие лазеры могут конструироваться и из других полупроводниковых материалов. Несколько потенциальных ям с промежуточными слоями собираются в единый пакет, образуя, таким образом, мультиплетный потенциальный барьер (англ. multiple quantum well), используемый, например, для создания лазера с поверхностным излучением (см. VCSEL в п. 10.6).

Преимущество «лазера с потенциальным барьером» состоит в дальнейшем понижении порогового тока — в два, и даже в три раза. Кроме того, температурная зависимость порогового тока здесь меньше, поэтому возможен непрерывный режим до 100 мВт при комнатной температуре. Лазерное излучение может достигать красной области спектра до 700 нм. Радиационное время жизни составляет порядка 10^5 часов. Лазеры подобного типа могут выполняться также в форме полосковых конструкций и складываться в матрицы.

При наличии потенциальной ямы движение электронов в одном направлении ограничено. Свободное движение электронов возможно только по двум размерностям параллельно поверхности слоя. Дальнейшее сокращение размерности получают в случае так называемых потенциальных точек (англ. quantum dots), которые могут быть реализованы на основе небольших кубиков, шариков или пирамидок из полупроводникового материала, так что движение электронов будет квантовано во всех трех направлениях пространства. Несколько потенциальных точек, уложенных в подходящую матрицу, образуют эффективную лазерную среду. Достоинство такого лазера состоит в очень малой зависимости длины волны излучения от температуры, что имеет особое значение при передаче информации по стекловолокнам и т. п.

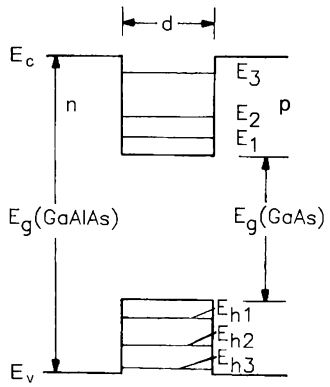


Рис. 10.14. Упрощенная энергетическая структура «лазера с потенциальным барьером», где E_1, E_2, E_3 есть энергетические состояния электронов, а E_{h1}, E_{h2}, E_{h3} — энергетические состояния дырок (см. также рис. 10.6). Электроны втекают с n-стороны с последующей рекомбинацией в потенциальной яме с дырками

10.4. Характеристики излучения лазеров на основе GaAlAs и InGaAsP

Довольно широкое применение имеют коммерческие лазеры на GaAlAs с длиной волны от 640 до 880 нм (см. таблицу 10.1). Путем изменения концентрации Al удается управлять межзонным интервалом и, следовательно, длиной волны. В качестве подложки используется GaAs, поэтому такие системы называют также GaAlAs/GaAs- или GaAs-лазерами. Мощность при генерации на одной поперечной моде может составлять до 100 мВт при кпд около 50 %.

Лазеры на InGaAs могут иметь двойную гетероструктуру. С подложкой из InGaP они излучают в красной области спектра при 640 и 700 нм. Если используется подложка InP, то получают длины волн от 900 до 1600 нм. Исполнения на InGaAsP обычно коротко именуют InP-лазерами. Лазеры на InGaAs способны излучать около 1,06 мкм (см. нижнюю кривую на рис. 10.3) и поэтому находят применение также в качестве замены либо для моделирования лазеров на алюмоиттриевом гранате, легированном неодимом.

Ширина полосы лазерных диодов может быть в диапазоне от 0,1 нм (для одномодовых лазеров с продольной накачкой) до 100 нм (в импульсных лазерах). Длина волны сдвигается на 0,25 нм/°C — при $Ga_xAl_{1-x}As$ и на 0,5 нм/°C — при

$In_xGa_{1-x}As_yP_{1-y}$. Эти лазеры нередко генерируют на нескольких модах, и тогда — вследствие изменений температуры — происходят скачки моды (межмодовый интервал $\Delta\lambda = \lambda^2/2nL \approx 0{,}6$ нм, n — показатель преломления, L — длина резонатора, λ — длина волны).

Для эксплуатации непрерывных лазерных диодов требуется источник стабилизованного тока, обязательно защищенный от коммутационных пиков, в противном случае, лазер может быть разрушен под действием перенапряжений.

Таблица 10.1. Типовые характеристики полупроводниковых лазеров, генерирующих на основной поперечной моде в непрерывном режиме (по данным Кнойбюля и Зигриста)

Тип лазера	Длина волны, мкм	Температура, К	Типовая мощность, мВт	Пороговый ток, мА
InGaAsP	0,65... 0,7	300	10	100
GaAlAs	0,64... 0,88	300	100	10
InGaAsP	0,9... 1,6	300	50	10
PbCdS	2,8... 4,2	100	1	500
PbSSe	4,0... 8,5	100	1	500
PbSnTe	6,5... 32	100	1	500
PbSnSe	8,5... 32	100	1	500
p — Ge	70... 200	4	1—10 Вт (несколько мкс)	500

Характеристики излучения

Диодный лазер демонстрирует зависимость выходной мощности от тока возбуждения согласно рис. 10.15. Ниже порога I_{th} получают спонтанное излучение с большой спектральной шириной полосы — так же, как у светоизлучающего диода. На уровне порога эти потери компенсируются, и возникает индуцированное излучение. Выше порога выходная мощность линейно зависит от тока накачки, как уже говорилось в п. 2.7. Эта линейная зависимость объясняется тем, что практически постоянная доля инжектируемых в качестве тока электронов приводит к испусканию фотонов. Зависимость выходной мощности от напряжения значительно сложнее, поскольку даже в идеальном варианте между током и напряжением существует экспоненциальная связь. По этой причине диодные лазеры в большинстве случаев функционируют с регулированием тока, а изменения напряжения при этом относительно невелики. Выходная мощность сильно зависит от температуры. Для оценки характеристики часто используется возрастающий с температурой T пороговый ток $I_{th} \sim \exp(T/T_0)$ и указывается характеристическая температура T_0. Она составляет, например, для GaAlAs-лазера примерно 200 К, а для InGaAsP-лазера — около 50 К. Разработка лазеров со стабильной температурой, что позволило бы обходиться без ее регулирования, является целью текущих исследований.

Спектральная характеристика диодного лазера показана на рис. 10.16. При высоких токах у полосковых лазеров может доминировать продольная мода. Представленная на рис. 10.16 тенденция является вполне типичной, но не все

типы лазеров рассчитаны на одномодовый режим. Для улучшения селекции продольных мод можно прибегнуть к травлению структуры решетки в активной зоне с периодом = $m\lambda_0/2n_0$, причем λ_0 есть длина волны излучения, n_0 — относящийся сюда эффективный показатель преломления структуры волновода, а m — целое число ≥ 1. Отражения лазерного света на штрихах решетки дают при конструктивной интерференции предпочтительную длину волны «с обратной связью». Деструктивное наложение отраженных от разных штрихов решетки парциальных волн на соседние длины волн приводит к их подавлению и, следовательно, к селекции предпочтительной длины волны — вплоть до одномодового режима генерации подобных лазеров с обратной связью (DFB). Похожим образом сконструированы и лазеры DBR, у которых отражающая структура решетки (отражатель Брэгга) находится за пределами активной зоны, заменяя там отражающие выходные торцы (рис. 10.10). Лазеры, генерирующие на одной продольной моде, имеют длину когерентности до 30 м. В результате температурных колебаний в случае одномодовых лазеров это часто приводит к скачкам моды. Лазеры DFB и DRB, по сравнению с традиционными лазерными диодами Фабри — Перо (лазерные диоды с параллельными выходными торцами), позволяют перестройку в значительно большем диапазоне длин волн без скачкообразного изменения моды. Это осуществляется путем изменения тока или температуры.

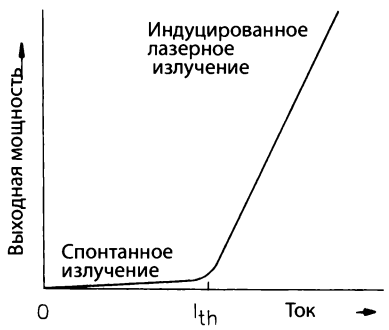


Рис. 10.15. Зависимость интенсивности лазерного излучения от тока (Ith — пороговый ток)

При большой ширине активной зоны распределение интенсивности излучения на выходе из активной зоны носит «нитевидный» характер. После превышения порогового тока активная зона имеет однородное излучение не по всей ширине. При этом образуются «нити» шириной от 2 до 10 мкм, излучающие каждая отдельно от другой. С повышением тока эти нити множатся, изменяя свое положение, что вызывает довольно сильный шум. Причиной являются разные неоднородности в активной зоне. Каждая из нитей излучает с разной частотой или фазой и вызывает расхождение пучка в направлении активного слоя. Распределение интенсивности перпендикулярно плоскости активной зоны является косинусоидальным и экспоненциально уменьшается у граничащих зон. В направлении слоя могут иметь место и высшие моды Эрмита — Гаусса, о чем подробнее сообщается в главах 12 и 13. Путем ограничения активной ширины до 10 мкм может быть достигнуто излучение на поперечной основной моде. В силу лучевого распространения в направлении перпендикулярно к плоскости слоя основная мода имеет здесь не круглое, а эллиптическое поперечное сечение.

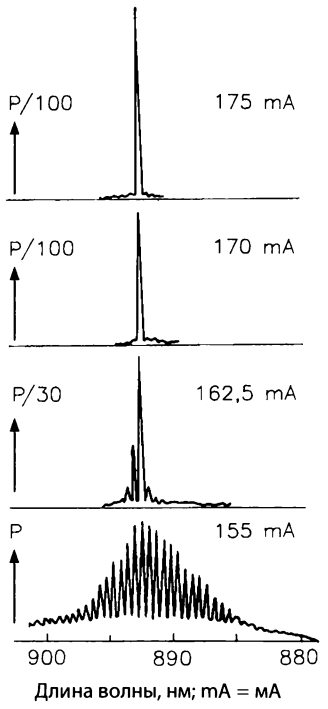


Рис. 10.16. Спектр излучения лазерного диода (полоскового лазера) в зависимости от тока накачки (пороговый ток 155 мА). После возникновения индуцированного излучения по мере усиления возбуждения начинается одномодовая генерация (см. изменение масштаба мощности лазерного излучения *P*)

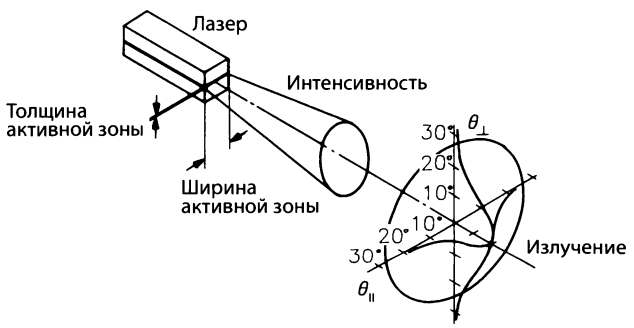


Рис. 10.17. Интенсивность лазерного диода в направлении перпендикулярно и параллельно плоскости активного слоя (по данным Блайгера). Полуширины выражены через $\Delta\Theta_\perp$ и $\Delta\Theta_{II}$

Дифракционно-обусловленная характеристика выводимого излучения в плоскостях перпендикулярно и параллельно *p*—*n*-переходу описывается через углы расхождения $\Delta\Theta_\perp$ и $\Delta\Theta_{II}$ (рис. 10.17), причем эти углы указаны с учетом уменьшения интенсивности на половину максимальной величины. Угол $\Delta\Theta_{II}$ зависит от ширины лазерного слоя, причем значения от 5° до 40° являются типовыми. Угол $\Delta\Theta_\perp$ выражен через толщину *d* слоя и через показатели преломления активной зоны и окружающих слоев. Их типовые значения находятся в диапазоне от 40° до 80°.Расходящееся излучение лазерных диодов может быть

параллелизировано либо «коллимировано» линзовыми системами. Пример коллиматора с цилиндрическими линзами для диодного лазера приведен на рис. 10.18.

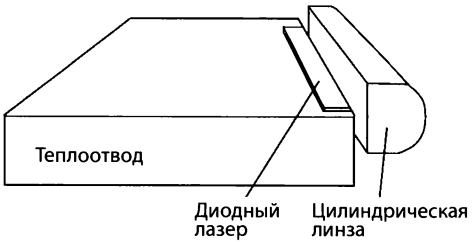


Рис. 10.18. Излучение диодного лазера может быть коллимировано с помощью цилиндрической микролинзы. Посредством линзовой системы (не показана) возможна коллимация также и в другом направлении

10.5. Подстройка частоты диодных лазеров

Лазерное излучение возможно в диодных лазерах в области спектра около 10 % длины центральной волны. Далее мы подробно обсудим процессы возникновения этой большой ширины линии и коснемся одновременно некоторых аспектов теории полупроводниковых лазеров с точки зрения физики твердых тел.

В заключение будет рассмотрена структура диодных лазеров с подстройкой частоты.

Частотно-зависимое усиление света в полупроводниках: теория

Свет усиливается в полупроводниках по аналогии с атомными системами, если в зоне проводимости присутствует достаточное число возбужденных электронов, так что индуцированное возбуждение преодолевает поглощение электронами в валентной зоне. Показатель усиления $g(f)$ зависит от частоты, поскольку вынужденное излучение может происходить от заполненных состояний с разной энергией в зоне проводимости до различных свободных состояний в валентной зоне.

Рис. 10.19 показывает энергетические состояния и оптический переход в активной зоне диодного лазера — например, в пределах толщины слоя d согласно рис. 10.2а. Направленная кверху парабола на рис. 10.19 демонстрирует энергию E_a электронов в зоне проводимости. В валентной зоне эта парабола ориентирована вниз и тоже отображает энергию E_b электронов. Свободные площади на данной параболе соответствуют положительным дыркам, энергетическая ось которых направлена в сторону, противоположную направлению оси электронов.

Валентная зона заполнена до энергии Ферми F_v (при $T = 0$ K). В результате притока электронов их плотность в зоне проводимости достаточно высока, что вызывает сдвиг энергии Ферми F_c в сторону более значительных величин и последующую инверсию (см. здесь также п. 1.6). Верхний край валентной зоны имеет энергию F_v, нижний край зоны проводимости — энергию E_c. Между ними располагается запрещенная зона шириной $E_g = E_c - E_v$ (разность энергий). Внутри этих

энергетических зон энергия электронов E_a и E_b зависит от величины волнового вектора k, задающего импульс ($p = \hbar k$).

У диодного лазера оптические переходы из зоны проводимости в валентную зону осуществляются, как показано на рис. 1.19, почти без изменения величины волнового вектора k, то есть вертикально вниз. При этом посылается один фотон энергии $hf = E_a - E_b$. Этот переход показывает неоднородное уширение. «Долговечность» опустошенного электронного состояния (спектральная дырка) в зоне проводимости выражена через время межзонной релаксации τ, которое для GaAs составляет примерно 10^{-13} сек. В соответствии с уравнением (2.19) получаем для ширины «спектральной дырки» $\Delta f = 1/2\pi\tau \approx 10^{12}$ Гц. Относящаяся сюда область волновых чисел обозначается как Δk.

Дифференциальное усиление g можно вычислить по уравнению (2.15) из эффективного поперечного сечения для индуцированного излучения σ и плотности величин населенности в зоне проводимости (N_2) и валентной зоне (N_1): $g(f) = \sigma(N_2 - N_1)$.

Расчет частотной зависимости g и, соответственно, N_2 и N_1 будет несколько проще, если k сначала используется в качестве переменной. Плотность состояний $g(k)$ для зоны проводимости и валентной зоны в так называемом пространстве волновых векторов равна: $\sigma(k) = k^2/\pi^2$ — см. также уравнение (1.20).

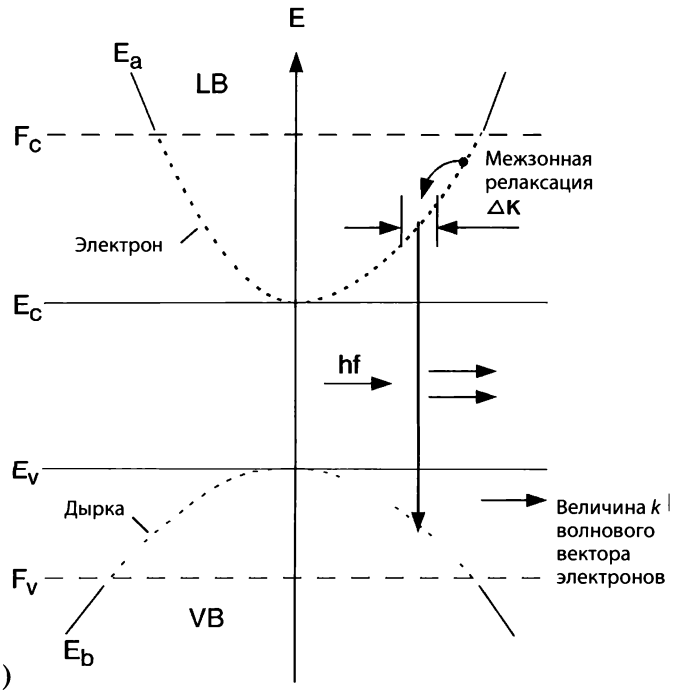


Рис. 10.19. Усиление света в результате оптического перехода электрона из зоны проводимости в свободное состояние (дырку) валентной зоны в активной области полупроводника. Так как световой импульс относительно мал, по сравнению с импульсом электрона $\hbar k$, переход между двумя состояниями осуществляется примерно с равным значением k. Облучающий фотон hf создает индуцированное излучение посредством электронов, относящихся к области волнового числа Δk. Электроны, убывающие в этой зоне, пополняются за счет межзонной релаксации в соседних зонах

)

В пространстве волновых векторов плотности величин населенности N_2 и N_1 выражены через произведение плотности состояний $g(k)$ и вероятностей заселения (например, распределений Ферми согласно уравнению 1.16) f_c и f_v. Поскольку плотность состояний $g(k)$ на единичный энергетический интервал (интервал вол-

новых числами) указывается с единицей 1/м², то в следующем уравнении надо еще выполнить умножение на Δk:

$$N_2 - N_1 = \rho(k)\Delta k(f_c - f_\vartheta) = \frac{k^2}{\pi^2}\Delta k(f_c - f_\vartheta). \tag{10.3}$$

Вместо интервала величин волновых векторов Δk можно ввести в уравнение (10.3) и относящийся сюда частотный интервал Δf:

$$\Delta k = \frac{dk}{dE}\Delta E = \frac{dk}{df}\Delta f. \tag{10.4}$$

Таким образом, на основе уравнений (2.15), (10.3) и (10.4) можно вычислить дифференциальное усиление:

$$hf = E_g + (E_a - E_b) - (E_c - E_v) = E_g + \frac{h^2 k}{2} \tag{10.5}$$

Чтобы установить связь между k и частотой излучения f для расчета dk/df, на уровне допущения принимаются параболические зоны (п.11.6, уравнения 1.13а и б):

$$Ea - Ec = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} \quad \text{и} \quad E_b - E_\vartheta = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_\vartheta}. \tag{10.6}$$

При этом E_a есть энергия электрона в зоне проводимости с эффективной массой m_c, а E_b — энергия в валентной зоне с эффективной массой m_c.

Из рис. 10.19 получаем для энергии фотонов hf:

$$hf = E_g + (E_a - E_b) - (E_c - E_v) = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2}\left(\frac{1}{m_c} + \frac{1}{m_v}\right) = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r}. \tag{10.7}$$

Здесь m_r есть приведенная эффективная масса электронно-дырочной пары, а $E_g = E_c - E_v$ — межзонный интервал.

Путем решения уравнения (10.7) после вычисления k и соответствующего дифференцирования имеем:

$$\frac{dk}{df} = \pi(2m_r)^{1/2}(hf - E_g)^{-1/2}. \tag{10.8}$$

При этом на основе уравнений (10.5) и (10.8) получаем для дифференциального усиления $g(f)$ в зависимости от частоты излучения f:

$$g(f) = \frac{\sigma(2m_r)^{3/2}}{\pi\bar{h}^2}(hf - E_g)^{1/2}(f_c - f_\vartheta)\Delta f \tag{10.9}$$

В отношении вероятностей заселения состояний принимается в большинстве случаев распределение Ферми (см. уравнение (1.16) для электронов в зоне проводимости:

$$f_c = \frac{1}{\exp\left[(E_a - F_c)/kT\right] + 1} \tag{10.10}$$

и также в валентной зоне:

$$f_\vartheta = \frac{1}{\exp\left[(E_b - F_\vartheta)/kT\right] + 1}, \tag{10.11}$$

причем F_c и F_v есть энергия Ферми в зоне проводимости и, соответственно, в валентной зоне (рис. 10.19). По причине инжекции носителей заряда величины энергии Ферми у электронов в зоне проводимости F_c и у дырок в валентной зоне Fυ более не совпадают. Поэтому распределения f_c и f_v называют также «квазираспределениями Ферми».

Частотная зависимость усиления

Согласно уравнениям (10.6) и (10.7) энергии электронов Ea и Eb можно выразить через частоту излучения:

$$E_a - F_c = (hf - E_g)\frac{m_r}{m_c} + E_c - F_c, \tag{10.12}$$

$$E_b - F_\upsilon = -(hf - E_g)\frac{m_r}{m_v} + F_v - F_v. \tag{10.13}$$

Отсюда (а также из уравнений 10.10 и 10.11) вытекает, что разность распределений Ферми fc – fυ в уравнении (10.9) сокращается монотонно с частотой. В отличие от этого, функция $(h_f - E_g)^{1/2}$ монотонно возрастает выше частоты $E_g/$ f, соответствующей межзонному интервалу. При этом и показатель усиления g сначала увеличивается с частотой, достигает максимума, после чего вновь понижается в силу экспоненциального уменьшения распределения Ферми. Такая характеристика представлена на рис. 10.20 для специального лазерного усилителя. Параметром является при этом ток возбуждения I, который генерирует пропорциональную плотность электронов, поднимая тем самым уровень Ферми F. Рис. 10.21 показывает насыщение усиления, то есть уменьшение g в зависимости от входной мощности.

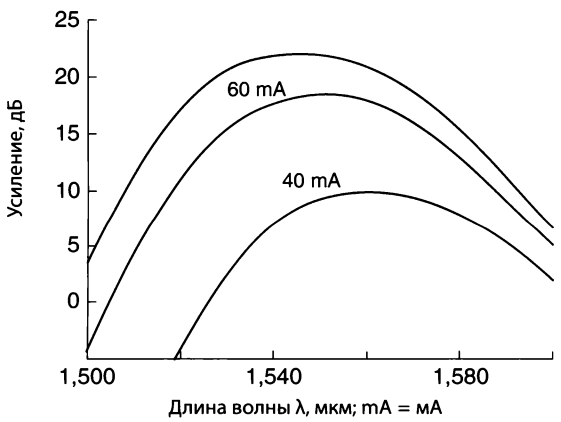


Рис. 10.20. Принцип действия специального усилителя полупроводникового лазера SLA (VV48-2-72-9) фирмы «Сименс» при инжекционном токе 40, 60, 80 мА и T = 20 °C. Для определения внутреннего усиления кристалла надо принять во внимание 3 дБ на входе и выходе, в результате чего при 80 мА получается максимальное усиление кристалла порядка 22 дБ (по данным Дица, HH1 Берлин)

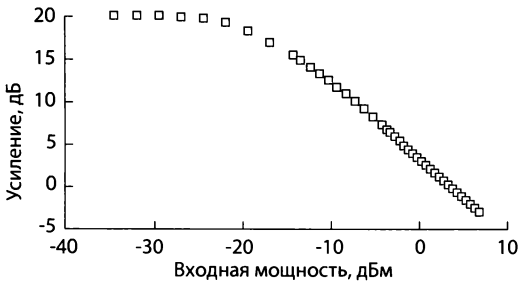


Рис. 10.21. Усиление в зависимости от входной мощности при $\lambda = 1555$ нм, инжекционном токе $I = 80$ мА и $T = 20$ °C, причем 0 дБм соответствует мощности 1 мВт. (Конструкционный элемент — как на рис. 10.20)

На основе приведенных выше уравнений можно приближенно вычислить показатель усиления g, но для получения точного соответствия с экспериментальным значением по рис. 10.20 и 10.21 должны быть учтены еще дополнительные факторы — например, электрическое взаимодействие между носителями заряда.

Конструктивное исполнение диодных лазеров с подстраиваемой частотой

В целях подстройки частоты излучения диодных лазеров вместо резонатора, образуемого кристаллическими поверхностями, используются внешние резонаторы, проводящие частотную селекцию. В простейшем варианте для этой цели привлекаются коллимационная оптика и решетка (рис. 10.22). Дополнительно необходимо уменьшить отражение от стороны лазерного диода, обращенной к внешнему отверстию обратной связи. Решетка располагается с таким расчетом, чтобы дифракция первого порядка имела обратное отражение в диод. Частота света обратной связи зависит от угла поворота решетки, то есть при повороте решетки изменяется частота лазерного излучения. Возможный диапазон подстройки частоты определяется шириной спектра усиления лазерного диода. Спектральная ширина излучаемого света зависит от длины резонатора и разрешающей способности решетки.

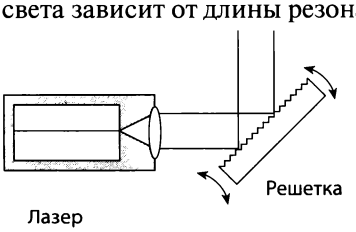


Рис. 10.22. Полупроводниковый диодный лазер в схеме Литтрова

На рис. 10.22 показан диодный лазер с подстройкой частоты, представленный в схеме Литтрова. При этом выход лазерного пучка реализуется на основе отраженного от решетки света. Такая схема Литтрова не страдает тем недостатком, что при повороте решетки меняется и направление выходящего пучка (рис. 10.23). В ней предусмотрено дополнительное зеркало, которое первый порядок дифракции решетки через другую дифракцию на решетке отражает обратно в лазерный диод. Частотная селекция осу-

ществляется здесь на основе вращения зеркала, так что направление нулевого порядка дифракции на решетке в качестве выходящего пучка не подвержено изменению. Однако максимальная выходная мощность при данной конструкции меньше, чем в схеме Литтрова, поскольку многократные отражения вызывают повышенные потери.

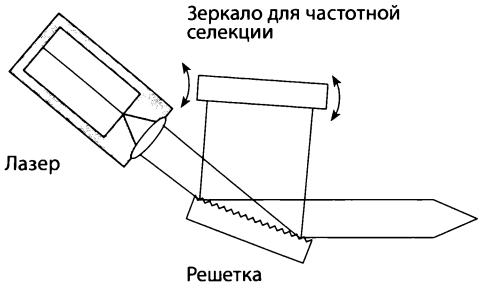


Рис. 10.23. Полупроводниковый диодный лазер в схеме Литтрова

Перестраиваемые лазеры DFB и DBR

При диапазоне перестройки в несколько нанометров используются лазеры DFB (с обратной связью) или лазеры DBR (с рефлектором Брэгга, как на рис. 10.10). Длина волны может варьироваться посредством тока, как показано на рис. 10.24, где отчетливо видно скачкообразное изменение моды. Перестройка возможна и на основе изменения температуры.

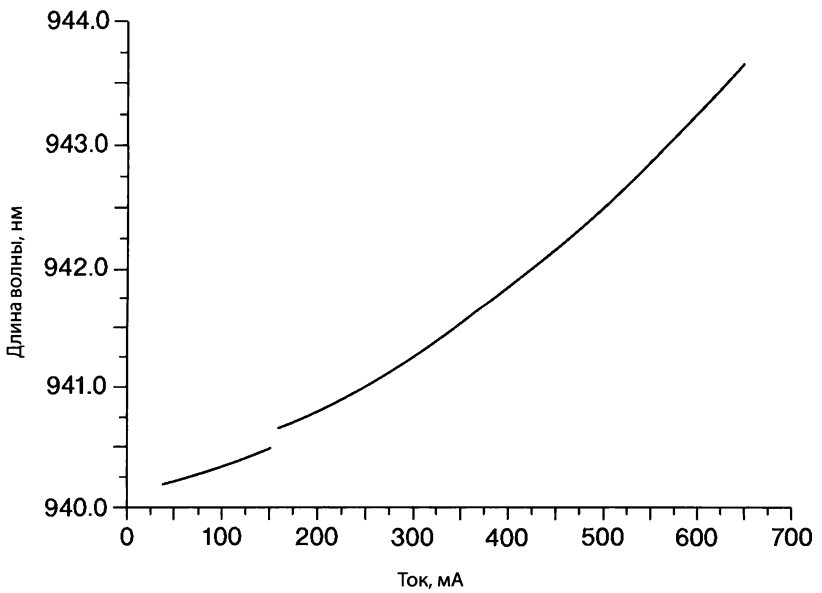


Рис. 10.24. Зависимость длин волн от тока у лазерного диода DFB. Примерно при 150 мА происходит скачок моды

10.6. Диодные лазеры с вертикальным резонатором и поверхностным излучением (VCSEL)

VCSEL (англ. Vertical Cavity Surface Emitting Laser) — это лазер с вертикальным расположением резонатора на кристалле и с выходом из него света перпендикулярно поверхности кристалла. В отличие от такого исполнения, у традиционных полупроводниковых лазеров свет усиливается в направлении плоскости слоя и излучается с бокового края структуры, в связи с чем их часто называют краевыми эмиттерами. Лазеры VCSEL состоят из тонкого слоя активной среды между двумя зеркалами. Поскольку тонкая активная зона дает лишь незначительное усиление на проход, зеркала с высоким уровнем отражения должны обеспечивать превышение порога лазерного излучения.

Вся структура лазера VCSEL эпитаксиально ориентируется в вертикальном направлении (рис. 10.25). Начинать надо, например, с нанесения легированных примесями *n*-типа AlAs-GaAs-λ/4-слоев отражателя Брэгга, которые действуют как диэлектрическое многослойное зеркало и достигают отражения выше 99 %. Активная зона состоит либо из единого нелегированного слоя InGaAs, либо из нескольких нелегированных потенциальных барьеров InGaAs в GaAs. Самый верхний слой включает в себя легированные примесями *p*-типа AlAs-GaAs-слои отражателя Брэгга. Отдельный лазер обладает диаметром от 0,5 мкм до более чем 30 мкм и высотой в несколько микрометров. VCSEL способен излучать как направленно вверх («Top Emitter»), так и направленно вниз («Bottom Emitter») — через подложку, прозрачную при длинах волн 900-1000 нм. Набольшее распространение имеют так называемые «лазеры верхнего света».

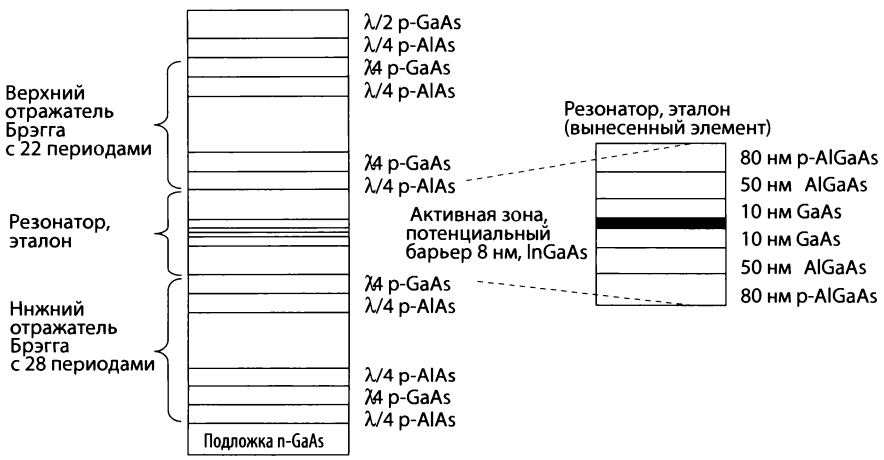


Рис. 10.25. Примерная конструкция лазера VCSEL. Слои за пределами активной зоны в резонаторе служат для согласования длины резонатора и длины волны

После нанесения отдельных слоев, что осуществляется, например, способом MBE (англ. Molecular Beam Epitaxy — эпитаксия молекулярного пучка), полученные конструкции структурируются на специальном оборудовании (см. рис. 10.26). Для

этой цели привлекаются фотолитографические процессы, методы мокрого химического травления, имплантация протонов, а иногда и целесообразное сочетание этих способов. При этом получаются так называемые меза-VCSEL — как результат удаления верхних слоев. При целенаправленной бомбардировке протонами возникают дефекты в кристаллической решетке, снижающие ее электропроводность. Тем самым достигается концентрация тока вокруг не имеющей дефектов активной зоны.

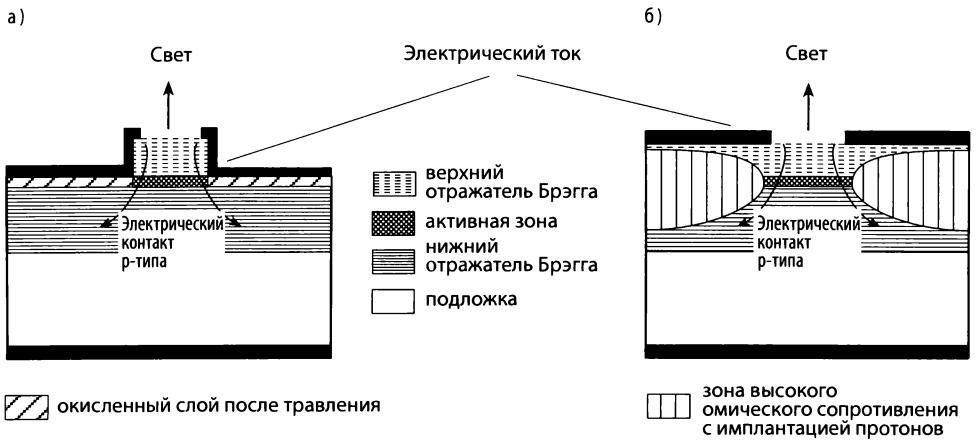


Рис. 10.26. Две часто используемые структуры VCSEL в поперечном разрезе. (**а**) Меза-структура лазера с верхним излучением.)**б**) Лазер с поверхностным излучением

Из-за короткой длины резонатора лазеры VCSEL излучают только в продольной частоте (рис. 10.27). При малом диаметре возможна и генерация на поперечной основной моде. Подобные устройства удобно размещаются в двухмерной матрице. Являясь поверхностными эмиттерами, VCSEL еще до монтажа могут быть подвернуты соответствующему тестированию, что позволяет значительно сократить производственные затраты — по сравнению, например, с краевыми эмиттерами. Угол расхождения в дальней зоне (зоне Фраунгофера) составляет обычно от 5 до 25 °С. Генерированное излучение носит вращательно-симметричный характер, что заметно облегчает ввод в стеклянный лазер. В специальной литературе сообщается о достижении высоких кпд связи порядка 90 %.

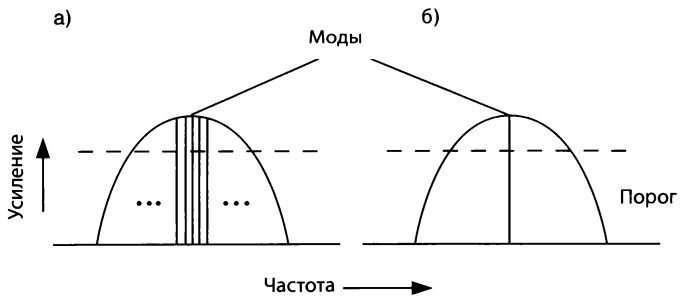


Рис. 10.27. Профиль усиления для (**а**) диодных лазеров с краевым излучением («длинный» резонатор со многими модами),)**б**) лазера VCSEL («короткий» резонатор только с одной модой в профиле усиления)

Пороговые токи находятся на уровне 100 мкА. В результате низкого порогового тока при более высоком рабочем токе сокращается доля электрической мощности, не преобразуемая в свет. При этом получают более высокую квантовую эффективность и меньшее теплообразование. Кроме того, становится возможной быстрая модуляция без высокого начального тока. Зависимость выходной мощности и необходимого напряжения питания от тока лазера VCSEL с относительно большим диаметром 20 мкм демонстрирует рис. 10.28.

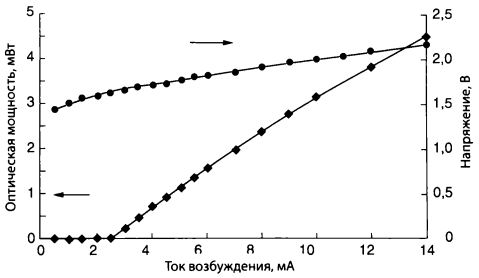


Рис. 10.28. Характеристические кривые «тока — световой мощности» и «тока — напряжения» у лазера VCSEL с диаметром 20 мкм и длиной волны излучения 850 нм

10.7. Полупроводниковые лазеры для нижнего ИК-диапазона

Такие системы ($Pb_{1-x}Sn_xSe$, см. ниже) генерируют лазерное излучение в диапазоне от 3 до 30 мкм (см. таблицу 10.1). Они сконструированы по принципу других полупроводниковых диодных лазеров *p* — *n* -структуры, причем проводник *p*- или *n*-типа зависит от стехиометрии, то есть от соотношения элементов свинца Pb, сурьмы Sn и селена Se в кристалле, а не от легирования примесными атомами. Правда, функционируют они преимущественно при температурах < 100 K. Межзонный интервал и длина волны определяются, как и в случае полупроводников $A^{III}B^{V}$, составом вещества. Дополнительно настройка может осуществляться по диапазону волнового числа 100 $см^{-1}$ (соответствует 10 % при длине волны 10 мкм) посредством охлаждения с коэффициентом от 1 до 4 $см^{-1}/K$. Прецизионная настройка возможна с помощью диодного тока и связанного с этим изменения температуры. Непрерывная перестройка в большом диапазоне представляется затруднительной, поскольку здесь неизбежны скачки моды.

Лазеры на соли свинца используются преимущественно в молекулярной спектроскопии. На рис. 10.29 представлены линии поглощения некоторых важных молекул, приходящиеся на зоны перестройки диодных $Pb_{1-x}Sn_xSe$-лазеров. С их помощью можно проводить спектроскопическое исследование и обнаружение молекулярных газов — например, примесей в воздухе, поэтому такие лазеры уже не одно десятилетие считаются надежным инструментом спектроскопических измерений с высоким разрешением. В большинстве случаев с достаточной точностью измеряется вращательная линия при пониженном давлении.

Ширина лазерной линии должна быть для этого меньше, чем ширина линии поглощения молекулы. На основе относительно высокой скорости изменения тока (≈ 0,1 см$^{-1}$/мА) становится возможным развертывание молекулярной линии в кГц-диапазоне. Для коммерческих целей предлагаются лазеры на соли свинца в одномодовом режиме в диапазоне от 3 до 10 мкм. При многомодовом режиме этот диапазон расширяется до 16 мкм.

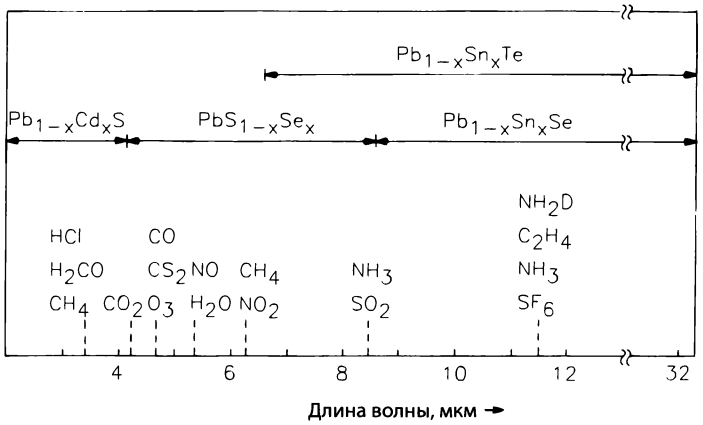


Рис. 10.29. Линии поглощения некоторых молекул и зоны излучения у диодных лазеров на солях свинца (по данным Кнойбюля и Зигриста)

Квантовые каскадные лазеры

Квантовые каскадные лазеры (QCL) были открыты в 1994 году Ф. Капассо в Бэл-Леборетри, США. Речь идет об униполярных конструкционных элементах, не обладающих диодной структурой. Излучение генерируется в результате переходов электронов между определенными энергетическими состояниями в потенциальной яме (рис. 10.12). В отличие от этого, излучение в «лазерах с потенциальным барьером» генерируется на основе рекомбинации электронно-дырочной пары (рис. 10.12), то есть посредством перехода из зоны проводимости в валентную зону.

Положение энергетических состояний и интервалы между ними определены шириной потенциальной ямы, которая на основе эпитаксии молекулярного пучка (MBE) может быть реализована с очень высокой точностью. Обычно размещается (*каскадируется*) последовательно друг над другом до 75 потенциальных ям, так что инжектируемый электрон в таком квантовом каскаде способен генерировать до 75 фотонов. Перемещение электронов между светоизлучающими потенциальными ямами осуществляется в последовательности полупроводниковых слоев, представляющих так называемую «миниполосу». Вся каскадная структура включает в себя несколько сотен слоев и базируется на способе под названием «зонно-структурная техника» (band-structure-engineering). Светоизлучение осуществляется перпендикулярно к плоскости слоя, как и у лазеров VCSEL (с вертикально расположенным резонатором и поверхностным излучением).

Квантовые каскадные лазеры основаны на InP или (новинка!) на GaAlAs. При наличии подходящей ширины потенциальных ям создаются лазеры с длинами волн от 3 мкм до 70 мкм. Квантовые каскадные лазеры способны функциониро-

вать в непрерывном режиме и при комнатной температуре. Спектральные полосы могут быть понижены до 10 кГц. Диапазоны перестройки (до 2 %) у них меньше, чем у лазеров на солях свинца, но мощности выше (2 Вт при импульсном режиме и 0,5 Вт при непрерывном режиме).

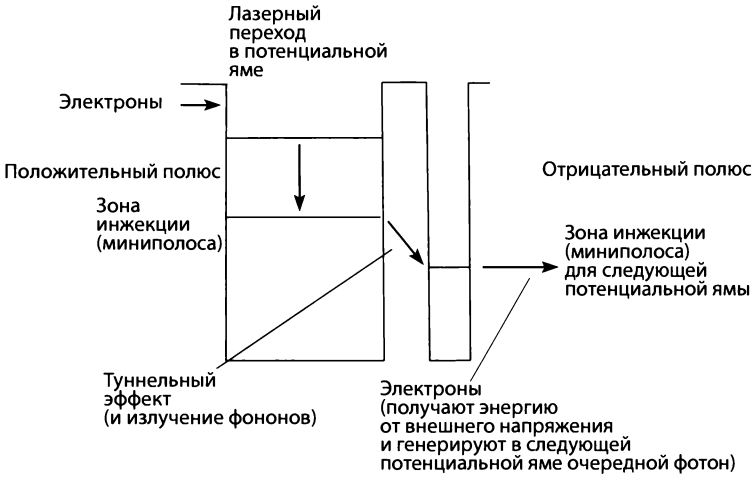


Рис. 10.30. Структура квантового каскадного лазера с лазерными переходами между состояниями потенциальной ямы. Частота переходов возрастает по мере уменьшения ширины потенциальной ямы

Квантовые каскадные лазеры находят применение, в частности, в спектроскопии и в тех отраслях промышленности, где ранее использовались фильтровые фотометры, ограничивающие область измерения из-за отсутствия спектрально чистых источников. В качестве примера применения можно назвать также обнаружение CH_4, N_2O, NO, CO и других загрязняющих газов при проведении анализов на содержание вредных веществ.

Ширина потенциальных ям может выбираться с таким расчетом, что излучение будет возникать в ТГц-диапазоне (об излучении в единицах тетрагерц см. также в п. 17.4).

Полупроводниковые лазеры дальнего ИК-диапазона

Также и для дальней инфракрасной области спектра предлагаются полупроводниковые лазеры — например, *p*-Ge-системы для 50–140 $см^{-1}$, то есть до длины волны 200 мкм. В этом случае, правда, требуется охлаждение жидким гелием и дополнительно — сильные электрические и магнитные поля. При этом излучаются импульсы длительностью в несколько микросекунд и достигаются пиковые мощности до 10 Вт (см. таблицу 10.1).

10.8. Лазеры на GaN синей области спектра

Для диодных лазеров зеленой, синей и фиолетовой областей спектра используются в настоящее время две вещественные системы: полупроводники $A^{II}B^{VI}$ на основе ZnSe и нитриды $A^{III}B^{V}$ на основе GaN. Эти полупроводниковые соединения об-

ладают шириной запрещенной зоны, достаточно большой для эмиссии коротковолнового излучения. Лучшие до сих пор значения соответствующих параметров приведены в таблице 10.2. Но эти лазеры продолжают успешно совершенствоваться, что дает повод ожидать более высоких показателей.

Таблица 10.2. Характеристики диодных лазеров сине-зеленой области спектра (лазеры на GaN предназначены для коммерческих целей)

	ZnSe (II–VI)	GaN (III–V)
Срок службы в непрерывном режиме при 300 K (часов)	$> 10^2$	10^4
Плотность порогового тока (А/см^2)	200	4 000
Пороговое напряжение (В)	3,7	4,9
Макс. выходная мощность в непрерывном режиме (мВт)	60	50
Макс. выходная мощность в импульсном режиме (мВт)	834	100
Самая короткая длина волны при 300 K (нм)	474	365

Лазеры на основе полупроводниковых соединений $A^{II}B^{VI}$

Светоизлучающие диоды и полупроводниковые лазеры на основе соединений ZnSe синей и зеленой областей спектра уже давно изготовляются известным способом — посредством эпитаксии молекулярного пучка (MBE). В качестве вещества для подложки выбирается обычно GaAs на основе хорошего согласования решеток и существующей технологии совместимой обработки. Неплохо зарекомендовала себя и гомоэпитаксия на ZnSe-подложках. Впрочем, последние пока не могут быть предложены в достаточном количестве и требуемого качества и остаются еще довольно дорогими в изготовлении.

Лазерные диоды на основе полупроводниковых соединений — как $A^{III}B^{V}$, так и $A^{II}B^{VI}$, и полупроводниковые лазеры сконструированы в большинстве случаев в виде так называемых отдельных гетероструктур с простыми (одинарными) либо многократными потенциальными ямами, причем оптический волновод и включение носителей заряда реализованы отдельно друг от друга. Потенциальная яма ZnCdSe окружена волноводными ZnSSe-слоями с согласованными решетками. Путем создания микроструктур уже производятся лазерные системы типа DBR (с отражателем Брэгга) и DFB (с обратной связью). При это получаются одномодовые лазеры с очень узкой шириной линии, длину волны излучения которой можно регулировать в широком диапазоне посредством подходящих периодов формирования структуры.

Однако коммерческое применение тормозится до сих пор еще недостаточным сроком службы таких устройств. Их быстрая деградация вызвана, как и в начальный период полупроводниковых ($A^{III}B^{V}$)-лазеров, специфическими дефектами (неизлучающими центрами рекомбинации), которые множатся в процессе эксплуатации.

Лазеры на нитридах $A^{III}B^{V}$

Светоизлучающие диоды (англ. light emitting diode, LED) из GaN и GaInN впервые появились на рынке в 1993 году как изделия японской фирмы Никиа Кемикелз. Эти

диоды, излучающие сначала голубой, а потом и зеленый свет, обладают в 100 раз большей светосилой, чем существовавшие до них SiC-светодиоды синей области спектра. В 1996 году та же фирма представила первый полупроводниковый лазер фиолетовой области спектра около 390 нм при использовании названного выше вещества. Изготовление такого лазера также осуществлялось на основе металлорганической газофазной эпитаксии.

Для GaN не существует подложки с примерно равной постоянной, или равным шагом дифракционной решетки. Поэтому приходится довольствоваться сапфиром или SiC, что влечет за собой гораздо худшее качество структуры по сравнению с лазерами на полупроводниковых соединениях $A^{II}B^{VI}$. На основе перехода к четверичным системам (например, BAlGaN) появилась возможность согласования решеток с SiC. Кроме прочего с этими системами элементов удается получить еще более коротковолновую область. Другая проблема состоит в несовместимости технологических параметров GaN и InN, что сильно затрудняет изготовление лазерных диодов синей и зеленой областей спектра. Дальнейшие процессы, как то: расщепление гексагонального GaN на сапфире и изготовление зеркал — тоже весьма сложны, отчего страдают оптические свойства (спектр мод, дальняя зона) этих лазеров. Сейчас активно обсуждается идея создания кубических GaN-слоев, которые легче поддаются расщеплению, причем расщепленные поверхности могут служить в качестве лазерных зеркал. Далее, предпринимаются попытки изготовлять зеркала методом травления. Несмотря на высокую плотность порогового тока (почти 4 кА/см^2), лазеры на GaN вполне крепки и надежны, что объясняется достаточной прочностью данного вещества. Благодаря этому подобные лазеры широко используются в коммерческих целях.

Области применения

Справедливо предположить, что в будущем большим спросом на рынке будут пользоваться коротковолновые лазерные диоды — в частности, для сферы оптической техники хранения информации. Малые длины волн обеспечивают более высокое пространственное разрешение при считывании, что позволяет значительно повысить плотность записи данных на оптических фотографических дисках. Многие фирмы работают в настоящее время над повышением плотности размещения информации в памяти CD- и DVD-дисков при использовании GaN-лазерных диодов с фиолетовым излучением.

В качестве еще одной вероятной области применения можно назвать также лазерные проекционные системы, например, для телевидения. Пучки лазерного излучения трех основных цветов — красного, зеленого и синего — посредством быстродействующего оптического отклоняющего устройства наводятся на проекционную поверхность. Там на основе узкофокусного лазерного луча образуется очень четкое изображение, обладающее в силу монохроматического лазерного света чрезвычайно чистым цветом. Такую «картинку» можно без проблем проецировать на большие расстояния. Использование лазерных диодов означало бы несомненный прогресс в этой сфере.

10.9. Полупроводниковые лазеры для дальней связи

Современные сети дальней связи передают информацию с помощью оптических волокон, и для этой цели требуются лазеры в диапазоне спектральных окон около 1,3 мкм для средней дальности и 1,55 мкм для больших расстояний (см. рис. 12.15).

На данный момент самым подходящим веществом считается здесь InP и близкие к нему соединения (InGaAsP, InGaAlAs). Хотя технология получения GaAs значительно усовершенствовалась в последнее время, GaAs-лазеры находят применение только для спектрального диапазона ниже или около 1,3 мкм. Лазеры на основе GaAs (например, с 800–900 нм) рекомендуются поэтому для коротких расстояний.

Для более простых применений предлагаются лазерные диоды Фабри — Перо, хотя они функционируют в широком спектре, зависимом от температуры. Если требуется передать информацию одновременно на несколько длин волн (уплотнения длин волн), потребуются диоды с сильным одномодовым режимом. Таковой достигается лазерами с обратной связью, в которых для обратной связи используются встроенные структуры решетки. Температурная зависимость спектра у обоих этих лазеров меньше, чем при структурах типа Фабри — Перо. Интервал длин волн в случае уплотнений составляет, например, 20 нм, так что требуются лазеры, которые могут перестраиваться, например, выше 100 нм.

В основе самого простого способа передачи информации с помощью непрерывных лазеров лежит модуляция диодного тока. С учетом времени жизни фотонов в резонаторе и паразитных емкостях этот способ имеет пределы частоты на уровне 15–20 ГГц. Альтернативой могут быть интегрированные модуляторы, причем выбирается модулятор с электропоглощением или электрооптический модулятор Маха — Цендера при частотах до 40 Гбит/с и выше.

Более высокие скорости передачи данных в канале длин волн могут достигаться благодаря использованию импульсных лазеров. При наличии импульсов в пикосекундном диапазоне поток информации (допустим, 40 Гбит/с) может уплотняться с достижением одновременной передачи сразу нескольких потоков данных — например, 4 x 40 Гбит/с. Подходящие короткие пикосекундные лазерные импульсы могут быть генерированы на основе синхронизации мод (см. также п. 17.4).

Здесь следует различать обычные лазеры с краевым излучением и исполнения с поверхностным излучением (VCSEL). Последние обладают тем преимуществом, что они расположены в матрице и лучше вводятся в волокна.

ЗАДАЧИ

10.1. Можно ли считать кремний подходящим лазерным веществом?

10.2. В чем состоит преимущество полупроводникового соединения без содержания Al?

10.3. Допустим, диодный лазер имеет при температуре 20 °C пороговый ток 10 мА. Характерная температура составляет: $T_0 = 100$ °C. Каким будет пороговый ток при 30 °C?

10.4. Диодный лазер с длиной волны 800 нм обладает излучающей поверхностью с размерами 1 мкм (в направлении p — n-переходов, почти ось) и 5 мкм (медленная ось). Определить соответствующие углы расхождения.

10.5. Укажите требуемое расположение линз для получения цилиндрического параллельного пучка из диодного лазера.

10.6. Матрица лазерного диода состоит из 10 несвязанных отдельных диодов с размерами согласно заданию 4 и интервалом 5 мкм. Назовите значения дифракционного максимума и дифракционного минимума.

10.7. Каким коэффициентом отражения обладает граница раздела между GaAs и воздухом? Как можно понизить данный коэффициент отражения?

10.8. Диодный лазер с длиной волны 750 нм имеет длину 500 мкм при показателе преломления $n = 3$. Ширина полосы усиления составляет 50 нм. Вычислить частотный интервал и максимальное число продольных мод.

10.9. Перечислите известные способы частотной селекции.

10.10. В случае полупроводникового лазера с вертикальным излучением (VCSEL): при какой длине лазера из задания 8 имеет место только одна продольная мода? Каким должен быть коэффициент отражения зеркала, чтобы этот лазер начал генерацию излучения при $g_0 = 100$ см$^{-1}$?

10.11. Лазер на GaAlAs (для CD-плейера) имеет следующие характеристики: $\lambda = 780$ нм, оптическая мощность (на каждое выходное окно) $P = 5$ мВт, пороговый ток $I_{th} = 30$ мА, дифференциальная квантовая эффективность $\eta_{дифф.} = 25$ % (на окно), последовательное сопротивление $R = 4$ Ом. Какова электрическая мощность $P_{эл}$.?

Примечание: Дифференциальная квантовая эффективность выражена через $\eta_{дифф} = N_{фотонов}/N_{электронов} = (e\lambda\Delta P)/(hc\Delta I)$. Предполагается, что напряжение U_{th} (при I_{th}) примерно равно межзонному интервалу.

ГЛАВА 11

ЛАЗЕРЫ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ, КОГЕРЕНТНЫЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ ЛУЧИ И АТОМНЫЕ ПУЧКИ

В этой главе приводится описание трех типов лазеров, весьма интересных с точки зрения использования их в научных целях. В силу достаточно высоких затрат на их техническое воплощение эти лазеры до сих пор не предлагались в качестве оборудования коммерческого назначения. Итак, речь идет о следующем:

- Free-electron laser (FEL) — лазеры на свободных электронах основаны на испускании света электронных лучей в периодическом магнитном поле. При этом создается излучение в диапазоне от инфракрасной области спектра и до рентгеновских лучей, что значительно превосходит диапазон излучения других типов лазеров.
- Когерентное рентгеновское излучение может генерироваться также путем вынужденного излучения индуцированных лазером плазм.
- В 1997 году были впервые получены когерентные атомные пучки, для чего использовались так называемые «атомные лазеры», причем следует отметить, что слово «лазер» в данном случае не совсем корректно, поскольку речь идет об излучении не света, но атомов.

Эти три типа лазеров с точки зрения общей концепции и характеристик пучков сильно разнятся и рассматриваются в одном разделе исключительно в целях наилучшей демонстрации их будущих перспектив.

В обычных лазерах переходы осуществляются между состояниями возбуждения атомов, молекул или твердых тел. В результате индуцированного испускания высвобождается электромагнитное излучение, причем длины волн установлены на основе более или менее четко определенных энергетических уровней. Перестройка длины волны лазера возможна всегда только в довольно узком диапазоне. Даже у твердотельного лазера длина волны может измениться всего на 10 %. Такое поведение, в принципе, можно скорректировать за счет того, что система с непрерывно изменяемыми энергетическими состояниями используется в целях лазерного излучения. Поэтому были приложены все усилия для создания лазеров, применяющих в качестве активной среды свободные электронные лучи. Основанные на этом принципе электронно-лучевые лазеры, или лазеры на свободных электронах, обладают очень большими диапазонами перестройки.

Наряду с этим велись работы по проблемам уменьшения длины волны лазеров с возможностью дальнейшего продвижения в ультрафиолетовую область и, наконец, в область рентгеновского излучения. Предложения по реализации рентгеновского лазера (разера) можно условно разделить на две основные группы. Во-первых, лазеры на свободных электронах могли бы обеспечить условия для создания коротковолновой области с еще меньшими длинами волн. Во-вторых, они способны открыть путь к применению высокоионизированных плазм. Ионы с большим

числом зарядов отличаются электронными состояниями высокой энергии с образованием на переходах рентгеновского излучения. Самая короткая из возможных пока длин волн составляет порядка 4 нм.

Как лазеры на свободных электронах, так и рентгеновские лазеры остаются пока еще довольно дорогостоящим оборудованием и существуют лишь в немногих лабораториях. Но ведется активная работа над созданием компактного устройства такого типа.

11.1. Электронно-лучевые лазеры

У электронно-лучевого лазера используются разные механизмы генерации света посредством электронных лучей. В известных до сих пор исполнениях излучение создается электронами, генерирующими в периодическом магнитном поле. Ускоренные таким образом электроны испускают свет, образующий на основе обратной связи между двумя зеркалами когерентный, направленный лазерный пучок.

Конструктивное исполнение

Энергия у лазера на свободных электронах возникает из потока высокоэнергетических электронов, обладающих релятивистскими скоростями, то есть скоростями, близкими к скорости света. До сих пор здесь использовалась энергия в несколько десятков МэВ и выше, дополняемая ускорителями электронов. Согласно рис. 11.1 электронный луч управляется статическим, поперечным, пространственно-периодическим магнитным полем, создаваемым группой магнитных полюсов с переменной полярностью. Среди соответствующих элементов конструкций электронных кольцевых ЗУ для создания синхротронного излучения указываются такие структуры магнитного поля, как вигглер-магниты (с экспоненциальным законом убывания), или ондуляторы, но, в принципе, можно подумать и о других электрических или магнитных структурах поля. Электроны описывают в поперечном магнитном поле обусловленную лоренцевой силой колебательную траекторию. В результате этого движения посылается, преимущественно в направлении луча, и усиливается поляризованная электромагнитная волна определенной частоты. Для достижения генерации лазерного излучения используется оптический резонатор. Электронный луч, проходя сбоку мимо зеркал (см. рис. 11.1), инжектируется в структуру магнитного поля. Предполагается, что рентгеновские лазеры на свободных электронах будут однопроходными системами, или сверхизлучателями (без обратной связи).

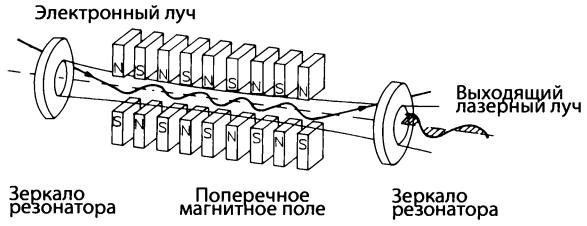


Рис. 11.1. Конструкция электронно-лучевого лазера с ондулятором

Спонтанное излучение

Прежде чем приступить к описанию выходящего излучения электрона, представим сначала систему координат, перемещающуюся вместе с электроном в направлении излучения: в такой системе электрон выполняет синусоидальное колебание. При этом получают дипольный излучатель, характеристика излучения которого представлена на рис. 11.2. Для определения длины волны придется воспользоваться специальной теорией относительности, ибо электрон обладает скоростью, близкой к скорости света, например, $v = 0{,}99993 \cdot c$. На основе продольного сжатия период ондулятора в совместно движущейся системе сокращается в γ раз:

$$\gamma = \frac{1}{\left(1-(v/c)^2\right)^{1/2}} = E/mc^2, \tag{11.1}$$

где E есть энергия электрона, а $mc^2 = 0{,}511$ МэВ — энергия покоя. Таким образом, в системе, одновременно движущейся почти со скоростью света, генерируется линейно поляризованная волна с длиной:

$$\lambda_e = L/\gamma, \tag{11.2}$$

причем L есть длина волнового периода.

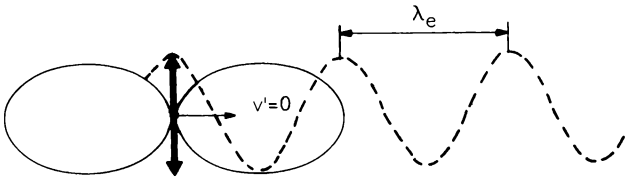


Рис. 11.2. Конус (дипольного) излучения электрона в совместно движущейся системе

В результате обратного преобразования в лабораторную систему получается сильно деформированный конический пучок, показанный на рис. 11.3. Как и при синхротронном излучении, в данном случае испускание осуществляется практически только в прямом направлении с углом расхождения:

$$\Theta = 1/\gamma \tag{11.3}$$

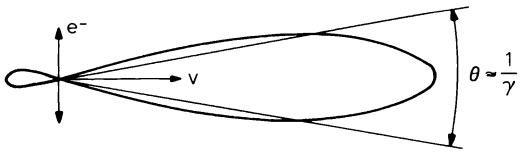


Рис. 11.3. Конус излучения электрона в лабораторной системе. Излучение соответствует спонтанному испусканию

Излучаемая длина волны в результате релятивистского эффекта Доплера претерпевает укорочение в прямом направлении, так что в лабораторной системе *длина* волны принимает вид:

$$\lambda L = \lambda e\,(1 - (v/c^2)^{1/2}/(1 + v/c) = L\,(1 - v/c) \approx L/2\gamma^2. \tag{11.4}$$

Для периодов ондулятора $L = 2$ см получают, например, величины, приведенные в таблице 11.1. Видимую область спектра можно растянуть при этом до ультрафиолетовой области и вплотную приблизиться к области рентгеновского излучения.

Таблица 11.1. Спонтанное излучение электронно-лучевого лазера с волновым периодом $L = 2$ см

Энергия электронов	γ	Длина волны λ_L	Расходимость Θ
10 МэВ	20	25 мкм	25 мрад
50 МэВ	100	1 мкм	10 мрад
500 МэВ	1000	10 нм	1 мрад

Поскольку начальная энергия электрона частично преобразуется магнитным полем B в энергию колебания, то уравнение (11.1) будет не совсем точным. Это соображение требует и коррекции уравнения (11.4):

$$\lambda' L = \lambda L\,(1 + k^2) = (L/2\gamma^2)\,(1 + k^2), \qquad (11.5)$$

где $k = eBL/2\pi mc^2$.

Спектр выходящего излучения зависит от числа (N) периодов ондулятора, так как электрон посылает когерентный цуг волн с N периодами. Фурье-анализ дает для полуширины линии спонтанного излучения:

$$\Delta\lambda L/\lambda L = 1/2N. \qquad (11.6)$$

Усиление света

Электрон в ондуляторе должен теперь вступить во взаимодействие дополнительно еще со световой волной, бегущей в том же направлении. На рис. 11.4 показана орбита электрона в ондуляторе и падающая световая волна длиной λ. Положение по фазе между орбитой движения электрона и световой волной определяет, будет электрон ускоряться либо замедляться в своем движении. В случае а) на рис. 11.4 напряженность поля световой волны E параллельна скорости электрона в поперечном направлении v_t, и возникает ускорение электрона. Это соответствует ситуации с поглощением излучения. В случае б) E и v_t встречно-параллельны, и электрон в результате своего замедления отдает кинетическую энергию полю излучения. Это можно интерпретировать как усиление света посредством вынужденного излучения.

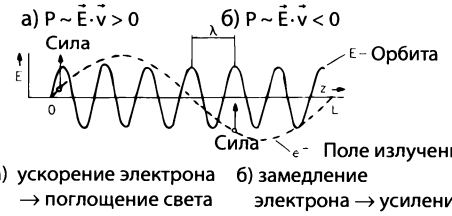


Рис. 11.4. Взаимодействие световой волны с электроном в ондуляторе:
(**а**) поглощение ($P > 0$) и (**б**) усиление света на основе вынужденного излучения ($P < 0$). (E — напряженность поля световой волны, v — скорость электрона, P—мощность, переданная электрону)

Положение по фазе между орбитой движения электрона и световой волной изменяется вдоль направления распространения, поэтому электроны и свет имеют

слегка различающиеся скорости. Если за время L/v световая волна проходит на одну длину волны больше длины пути электронов L, то все фазы встречаются одинаково часто, и никакого усиления не происходит. Данный вариант действителен для:

$$L/v = (L = \lambda L)/c \text{ или } \lambda L = (c/v - 1)\, L \approx L\,(1 - v/c). \qquad (11.7)$$

Это как раз соответствует максимуму спонтанного излучения согласно уравнению (11.4). В случае же несколько более высоких частот имеет место усиление света, а в случае более низких — его поглощение, как показано на рис. 11.5.

С конструкцией, подобной той, что представлена на рис. 11.1, усиление в инфракрасной области спектра достигает 7 %. В результате обратной связи удается получить генерацию лазерного излучения с коэффициентом полезного действия 0,1 %.

Большой диапазон перестройки позволяет использование таких систем в инфракрасной спектроскопии. Подходящее для этой цели устройство имеется, например, в Розендорфе под Дрезденом.

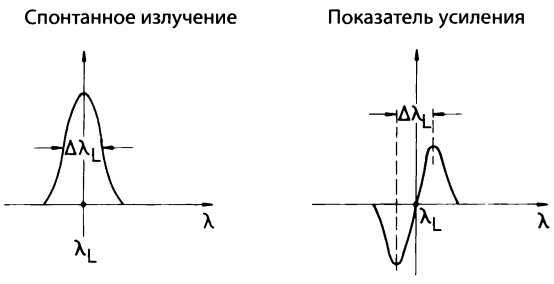


Рис. 11.5. Спектральное распределение спонтанного излучения и усиления света в лазере на свободных электронах

Коротковолновой лазер на свободных электронах (FEL) с интенсивным излучением в рентгеновском диапазоне был испытан в 1999 году в Гамбургском научно-исследовательском центре DESY и в настоящее время продолжает успешно дорабатываться. Этот рентгеновский лазер функционирует без зеркал на основе самоусиливающегося спонтанного излучения (Self-Amplified Spontaneous Emission) либо по принципу сверхизлучения, о чем уже говорилось выше в п.2.6 (SASE-FEL — лазер на свободных электронах с самоусиливающимся спонтанным излучением). В 30-метровом ускорителе с ондулятором электроны с высокой энергией летают по круговой орбите, испуская при этом спонтанное рентгеновское *излучение.* Спонтанно возникающее излучение обладает несколько большей, чем электроны, скоростью, воздействуя на летящие перед ним частицы. В результате одни электроны затормаживаются, другие ускоряются. При этом образуются пакеты частиц, которые в следующей кривой на круговой орбите излучают еще интенсивнее и формируют еще более определенные пакеты электронов, что приводит к дальнейшему усилению рентгеновского излучения.

Ультрафиолетовые лазерные лучи, в том числе в вакууме (типа VUV и XUV), от 60 до 1,2 нм (от 20 эВ до 1 кэВ), с пиковыми мощностями 10 ГВт, при длительности импульсов 100 фс планируется получить в научно-исследовательском центре BESSY в Берлине уже в 2010 году, причем лазерное излучение *на свободных* электронах — вместо процесса самоусиливающегося спонтанного излучения (SASE) — индуцируется посредством внешнего VUV-лазера.

11.2. Рентгеновские лазеры с высокоионизированными атомами

Энергия длинноволнового рентгеновского излучения при $\lambda = 110$ нм составляет около 124 эВ. Столь высокой разности энергий нет во внешних оболочках нейтральных атомов или молекул. Но энергия такого порядка величин встречается во внешних оболочках высокоионизированных атомов. Пользуясь теорией Бора, можно вычислить в качестве примера переходы серии Бальмера (переход от основного квантового числа $n = 3 \rightarrow 2$) для атома водорода (H), иона He^+ и иона C^{5+}

Согласно уравнению (5.1) и рис. 5.1, получаем:

$$\begin{aligned} &\text{атом H: } \lambda_\beta = 656 \text{ нм}, \\ &\text{ион } He^+: \quad 164 \text{ нм}, \\ &\text{ион } C^{5+}: \quad 18 \text{ нм}. \end{aligned} \tag{11.8}$$

Таким образом, высокоионизированные атомы в плазмах вполне годятся на роль активной среды для рентгеновских лазеров, и в последние годы создано уже много подобных лазеров в диапазоне длин волн от 600 до 400 Å (Ангстрем).

Получить коротковолновые рентгеновские лазеры, излучающие фотоны с энергией > 300 эВ, в принципе, возможно на основе переходов между внутренними оболочками в атомах, но до сих пор ни один из проектов такого рода пока не был осуществлен. В качества примера здесь можно назвать 45 Å-линию в C (275 эВ) либо классическое K_α-излучение меди с длиной волны 1,5 Å = 0,15 нм соответственно энергии фотона 8,33 кэВ. Возбуждение таких переходов внутри оболочек достигается, например, путем накачки с излучением длины волны, сравнимой с длиной волны данного перехода, или еще более короткой. Однако на инверсию населенностей воздействует эффект Оже, вызывающий быструю релаксацию с типовым временем 10^{-14} сек. При эффекте Оже дырка во внутренней оболочке безызлучательно заполняется внешним электроном; избыточная энергия передается на второй внешний электрон, который покидает атомную структуру в качестве оже-электрона. Быстрая безызлучательная оже-рекомбинация и высокое самопоглощение затрудняют создание лазеров, функционирующих по такому принципу. С возбуждением внутренней оболочки в Kr и Xe удалось получить до сих пор только длины волн на уровне 100 нм в сверхизлучении. Разработка сверхинтенсивных короткоимпульсных лазеров позволяет теперь и генерацию интенсивных коротких рентгеновских импульсов накачки, так что можно предположить, что создание коротковолнового «внутриоболочкового» лазера уже не за горами.

Существующие на данный момент коротковолновые лазеры, генерирующие в высокоионизированных атомах, приведены в таблице 11.2, а относящиеся к ним характеристики — в таблице 11.3. Яркость выражается формулой:

$$B = \frac{\text{число фронтов}}{\text{длительность импульса [с]} \times \text{площадь [см}^2\text{]} \times \text{телесный угол зрения [мрад}^2\text{]} \times 0{,}1\% - \text{ширина полосы}}$$

При этом множитель «0,1 %-ширина полосы» показывает, что при непрерывном спектре излучения ширина полосы составляет 0,1 % полезной длины волны.

Рентгеновские лазеры отличаются высокой максимальной яркостью до 10^{28} фотонов/(5 · мм^2 · (мрад)^2 · 0,1 %-ширина полосы). Соответствующие параметры синхротронного излучения находятся на уровне всего 10^{23}. Но импульсы синхрот-

ронного излучения обладают значительно более высокими частотами повторения (около 500 МГц), так что их средняя яркость гораздо выше, чем у рентгеновских лазеров. Предполагается, что будущий лазер SASE-FEL в Берлине (см. выше) будет иметь максимальную яркость 10^{31} фотонов/(5·мм^2·(мрад)^2·0,1 %-ширина полосы).

В настоящее время мн ого надежд связывается с тремя направлениями развития рентгеновских лазеров: лазеры со столкновительной накачкой, в частности, в «переходном диапазоне», системы с электрической накачкой и установки на основе оптической ионизации поля, к которым относят также рекомбинационные лазеры. Помимо них, не потеряли своего значения уже упомянутые «внутриоболочковые» лазеры и сочетания разных других вариантов.

Таблица 11.2. Примеры рентгеновских лазеров (λ — длина волны, g — достижимый показатель усиления, L — длина сверхизлучателя)

Лазерный переход	Населенность верхнего лазерного уровня	λ (нм)	g (см$^{-1}$)	L (см)	Мощность накачки (Вт/см$^{-2}$)
Xe^{2+} ($5p^6 \rightarrow 5s\ 5p^5$)	Ионизация фотонов внутри оболочки	108,9	4,4	9	$2\ 10^{11}$
Ti^{12+} ($3p \rightarrow 3s$)	Электронное столкновение	32,6	35		
Se^{24+} ($3p \rightarrow 3s$)	Электронное столкновение	21,0	30		
Ge^{22+} ($3p \rightarrow 3s$)	Электронное столкновение	19,6	1,5	10	10^{14}
C^{5+} ($n=3 \rightarrow 2$)	Электронное столкновение	18,2	4,1	0,7	$5\ 10^{13}$
Pd^{22+} ($4d \rightarrow 4p$)	Электронное столкновение	14,7	65		
Ag^{23+} ($4\ d \rightarrow 4p$)	Электронное столкновение	13,9	0		
Mo^{32+} ($3p \rightarrow 3s$)	Электронное столкновение	13,1	4	3,5	$4\ 10^{14}$
Yb^{42+} ($4d \rightarrow 4p$)	Электронное столкновение	5,03	1	3,5	$1,4\ 10^{14}$
Al^{12+} ($n=3 \rightarrow 2$)	Рекомбинация	4,24	10	0,4	
Au^{51+} ($4d \rightarrow 4p$)	Электронное столкновение	3,56	2		

Таблица 11.3. Характеристики излучения рентгеновских лазеров

Ширина линии $\Delta\lambda/\lambda$	~ 10^{-3} — 10^{-4}
Расходимость пучка	≥ 3 мрад
Длительность импульса	~ 10–100 пс
Энергия в импульсе	мкДж — мДж
Эффективность	10^{-5} — 10^{-7}
Частота повторения	несколько минут или секунд (возбуждение с малой энергией накачки) несколько часов
Максимальная яркость B	~ 10^{28} (для лазера на Zn^{20+} при λ = 21,2 нм)

Ударное электронное возбуждение

Существующие ныне рентгеновские лазеры с длинами волн менее 25 нм базируются на переходах в высокоионизированных атомах. Они образуются в результате облучения твердых тел короткими импульсами из высокомощных лазеров и возбуждаются в результате столкновений (соударений) электронов или на основе рекомбинации. В качестве мишени служат обычно пленки и поверхности твердых тел,

освещаемые с одной или двух сторон на площади шириной 100 мкм и с переменной длиной до 5 см (рис. 11.6). Рентгеновские лазеры обходятся без зеркал, поэтому система функционирует по принципу сверхизлучателя. Лазерные импульсы накачки должны создать плазму ионов требуемой конфигурации (например, подобных ионам неона или никеля) используемого вещества мишени и, кроме того, в этих ионах путем столкновения электронов обеспечить инверсию населенностей между уровнями лазерного перехода.

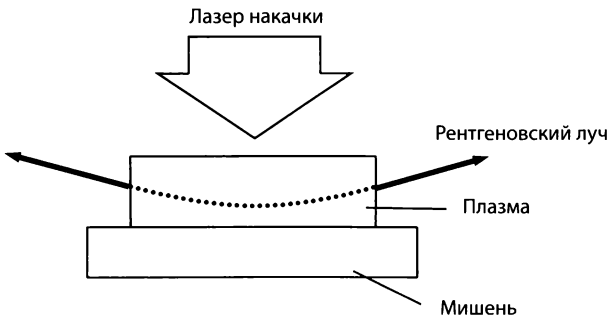


Рис. 11.6. Принцип действия рентгеновского лазера. В результате бомбардировки поверхности мишени короткими лазерными импульсами высокой мощности образуется плазма в качестве активной среды. Область усиления имеет длину 10–20 мм и диаметр 0,1 мм. Рентгеновский луч проходит в активной среде с легким искривлением, поскольку плотность электронов снижается в направлении кверху

Успешные эксперименты были проведены во многих лабораториях США, Великобритании, Франции, Германии и Японии. При этом отлично зарекомендовала себя и признана перспективной так называемая техника предварительного импульса, когда небольшая часть импульса накачки используется в качестве предварительного импульса для получения предварительной плазмы, которая затем, после выдержки времени в несколько наносекунд, заменяется основным импульсом в необходимом состоянии ионизации, и тогда создается инверсия населенностей. Благодаря такой предварительной плазме улучшается ввод второго лазерного импульса, что приводит к образованию более однородной плазмы.

Прежде всего, в Ne-подобных ионах посредством электронного столкновения $2s^22p^53p$ заселялись состояния, на основе которых были получены лазерные переходы к $2s^22p^53s$ с длинами волн 32,6 нм (титан), 19,6 нм (Ge) или при — до сих пор самой короткой — длине волны около 3,5 нм (Au). Используемая интенсивность лазерного излучения находится в диапазоне от 10^{13} до 10^{15} Вт/см^2, и образующаяся плазма имеет температуру от нескольких сотен эВ до единиц кэВ, причем 1 кэВ соответствует температуре электрона 10^7 K. Инверсия населенностей определяется преимущественно временем жизни на нижнем лазерном уровне, которое должно быть очень коротким. Показатели усиления g составляют обычно несколько см$^{-1}$. Но такого рода рентгеновские лазеры требуют, кроме прочего, применения очень больших лазерных систем с выходной энергией от нескольких десятков Дж до кДж.

Важный шаг в деле разработки небольших рентгеновских лазеров (типа «table top») был сделан в 1995 году демонстрацией так называемого «переходного режима усиления» в Ne-подобных ионах. С помощью пикосекундного импульса достига-

ется очень быстрое нагревание плазмы в результате электронного столкновения в предварительной плазме, созданной предварительным наносекундным импульсом. За генерацию лазерного излучения ответственен короткий пикосекундный импульс, возбуждающий верхний лазерный уровень сильнее, чем нижний (рис. 11.7). Такой механизм возбуждения отличается очень высокими показателями усиления: $g > 30$ см$^{-1}$ и короткими рентгеновскими лазерными импульсами — в пикосекундном диапазоне. В отличие от описанного выше так называемого квазистационарного режима усиления, инверсия населенностей зависит здесь больше не от времени жизни на нижнем уровне, но определяется специфической динамикой ударного электронного возбуждения. Подобные рентгеновские лазеры могут функционировать с относительно небольшой энергией накачки в несколько джоулей, достигая при этом эффективности выше 10^{-6}.

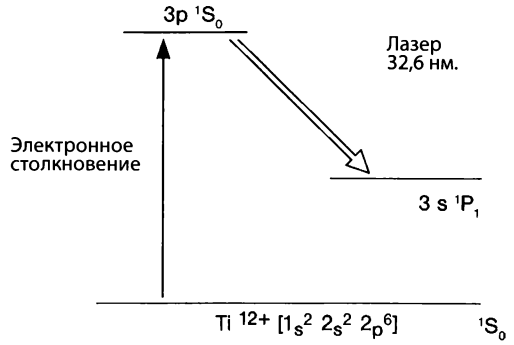


Рис. 11.7. Ударное электронное возбуждение рентгеновского титанового лазера. С применением предварительного наносекундного импульса в плазме создаются Ne-подобные ионы титана (Ti^{12+}). С помощью пикосекундного импульса накачки возбуждается верхний лазерный уровень 3p, осуществляется лазерный переход к 3s

Системы с электрической накачкой

Еще один интересный вариант рентгеновского лазера состоит в использовании капиллярного разряда. Здесь импульс высокого тока в газонаполненном капилляре диаметром в несколько миллиметров и длиной l = от 10 до 20 см создает посредством электронного столкновения как плазму в требуемом состоянии ионизации, так одновременно и инверсию населенностей. Усиление с $gl \sim 15$ показано в Ar при длине волны 41,1 нм и в S при 61,0 нм. Дивергенция пучка у таких рентгеновских капиллярных лазеров совсем невелика и находятся в диапазоне от 5 до 10 мрад.

Рекомбинационное возбуждение

В основе еще одного способа накачки рентгеновских лазеров лежат рекомбинационные процессы. С помощью лазеров на стекле с неодимом или CO_2-лазеров достигается испарение, например, углеродных волокон диаметром в несколько микрометров и длиной 1–2 см. При этом образуется почти полностью ионизированная плазма, которая стремительно расширяется. Рекомбинация приводит к

Н-подобным ионам, причем преимущественно населяются возбужденные состояния с $n=3$ — либо непосредственно, либо через каскады вышележащих уровней (рис. 11.8). В результате излучения света уровень $n=2$ быстро расщепляется с переходом в основное состояние $n=1$, так что наступает перенаселенность уровня $n=3$ относительно уровня $n=2$. При C^{5+} получается длина волны, равная 18,2 нм. Показатели усиления $g \sim 3–6$ см$^{-1}$ достигаются при длительности импульсов до 100 нс с магнитным включением плазмы. Лазеры с рекомбинационной накачкой могут быть реализованы также в He- или Li-подобных ионах (Mg^{9+}, Al^{10+}, S^{13+} и др.). Самые на данный момент коротковолновые области от 4,2 до 4,6 нм были созданы в He-подобном Al^{11+}. При этом для накачки использовался лазер на активной среде с неодимом, с энергией 60 Дж и длительностью 100 пс. Было получено усиление 50 при плазменной длине 4 мм, что для практического применения потребует дальнейшего улучшения. Примечателен тот факт, что — по сравнению с рентгеновскими лазерами ударного электронного возбуждения — удалось получить значительно меньшие значения произведения gL.

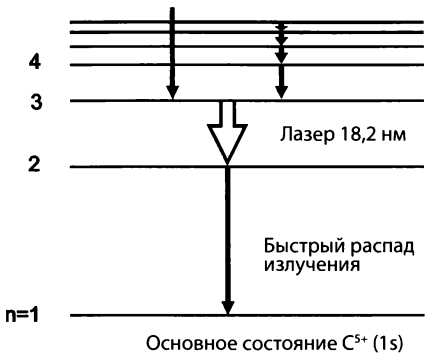


Рис. 11.8. Рекомбинационное возбуждение при рентгеновском C^{5+}-лазере. Верхний лазерный уровень (n = 3) непосредственно либо через каскады заселяется из вышележащих уровней. На нижнем лазерном уровне (n = 2) отмечается очень короткое время жизни

Перспективы развития

При демонстрации рентгеновских лазеров в настоящее время отказываются от резонаторов, поэтому наблюдается только рентгеновское сверхизлучение. Поскольку все вещества обладают лишь незначительным отражением в ближней области рентгеновского излучения, то изготовление зеркал для рентгеновских лазеров составляет достаточно сложную задачу. Впрочем, в последнее время стали производить многоматричные зеркала с коэффициентами отражения $R \sim 30$ %, успешно используемые также в полурезонаторах для двукратного прохождения через рентгеновский лазер. Речь идет о зеркалах, основанных на брэгговском отражении от кристаллов. Здесь ожидаются коэффициенты отражения выше 50 % — правда, только для жесткого рентгеновского излучения ниже нанометрового диапазона.

Особый интерес представляют области применения, использующие большую глубину проникновения рентгеновского излучения и его когерентность — например, рентгеновская голография для трехмерного отображения биологических структур, исследование материалов и рентгеновская интерферометрия. Помимо прочего, столь малая длительность импульсов позволяет проводить измерения с высоким временным разрешением. Предполагается, что спрос на компактные когерентные источники рентгеновского излучения для целей литографии будет устойчиво расти.

11.3. Когерентные атомные лучи

Электронные, атомные, молекулярные и прочие корпускулярные лучи издавна используются в научно-технических исследованиях. При этом речь идет о частицах, движущихся примерно с равной скоростью в одном направлении. Их траектории представляют собой прямые линии в свободном от поля пространстве и образуют пучок, подобный пучку световых лучей, который часто называют просто лучом.

По законам квантовой механики, к каждой подвижной частице должна быть отнесена волна, и это правило распространяется также на корпускулярный луч. Однако в силу статистических или тепловых колебаний скорости частиц имеют некоторое различие, так что корпускулярное излучение, в целом, мало когерентно.

Тем не менее, в последние годы удалось подвергать свободные атомы очень сильному охлаждению, получая при этом высококогерентные атомные пучки. Согласно соотношению неопределенностей Гейзенберга, положение атома с массой m растянуто на расстояние, выраженное через термическую длину волны де Бройля: $\lambda = h/\sqrt{2mkT}$, где k есть постоянная Больцмана, а T — температура газа, в котором находится атом. При комнатной температуре величина λ много меньше, чем среднее расстояние между двумя атомами, так что их длины волн не коррелированы. Если все же газ охлаждается, λ возрастает, поэтому волновые функции соседних атомов перекрываются, образуя наконец когерентную волну. Этот переход именуют конденсацией Бозе — Эйнштейна, и он возможен только в случае частиц с целочисленным спином, но не в случае электронов, обладающих полуцелым спином.

Охлаждение атомов осуществляется при этом сначала путем облучения лазерным светом с частотой, которая несколько ниже центральной частоты оптического перехода. Этот свет поглощается и равномерно излучается во все направления, причем спектр частот сконцентрирован теперь вокруг центральной частоты. Поэтому в центре энергия больше излучается, чем поглощается, так что имеет место отдача энергии или охлаждение газа.

Дальнейшее охлаждение возможно на основе испарения. С этой целью атомы газа собираются в специальных магнитных полях — так называемых ловушках. Быстрые атомы с высокой энергией будут улетучиваться, что опять-таки вызывает охлаждение. Так создается конденсация Бозе — Эйнштейна для атомов натрия 10^7 на длине 0,3 мм с температурой 2 мкК. Пока еще конденсаты существуют всего несколько секунд.

Конденсация атомов в самом нижнем энергетическом состоянии, или в основном состоянии магнитной ловушки протекает аналогично вынужденному излучению фотонов в стоячую волну в лазерном резонаторе, так что подобную ловушку можно рассматривать как атомный резонатор с магнитными зеркалами. Чтобы вывести из ловушки когерентный атомный пучок, с помощью короткого высокочастотного импульса изменяется направление магнитного (дипольного) момента атомов, так что некоторые или даже все атомы начинают покидать ловушку. Когерентность полученной таким способом атомной волны была доказана интерференционными экспериментами с лучами, выходящими из двух отдельных конденсатов.

Конденсация Бозе — Эйнштейна позволяет, таким образом, генерацию сверххолодных когерентных атомных пучков, конкретное применение которых еще точно не определено, но которые совершенно очевидно будут востребованы в сфере фундаментальных исследований.

ЗАДАЧИ

11.1. Требуется вычислить энергетические состояния электрона в поле Z-зарядного атомного ядра по модели атома Бора. Указать длину волны самой длинной линии Бальмера (переход $n = 3 \rightarrow 2$) для H и H-подобных ионов He^{6}, C^{5+}, Al^{11+}. Сравнить полученные данные с измеренными длинами волн из таблицы 11.2 и объяснить обнаруженные расхождения.

11.2. Определить характеристические параметры (энергию электронов, расходимость пучка) электронно-лучевого лазера на свободных электронах, предназначенного для генерации ультрафиолетового излучения при длине волны 100 нм.

ГЛАВА 12

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТОВЫХ ВОЛН

В геометрической оптике принято считать, что свет распространяется прямолинейно в виде пучка световых лучей. В реальности же имеют место — на основе волновых свойств — существенные отклонения от этого упрощенного представления, особенно если речь идет о распространении светового пучка с боковым ограничением, какие и генерируются лазерами.

Теоретической исходной точкой более точного описания процесса распространения света является волновое уравнение.

12.1. Плоские и сферические волны, дифракция

Свет есть электромагнитная волна, которую можно математически описать через уравнения Максвелла. Из названной системы уравнений выводится волновое уравнение (12.1), представленное здесь в скалярном приближении. В системе координат *x, y, z* напряженность электрического поля света *E* выражена через следующее дифференциальное уравнение:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)E(x,y,z,t)=0. \qquad (12.1)$$

При этом напряженность поля *E (x, y, z, t)* есть функция пространственных координат и времени *t*. Скорость воздуха $c=c_0/n$ дана через скорость в вакууме c_0 и показатель преломления *n*.

Плоские волны

Самым простым решением является плоская волна (рис. 1.1), распространяющаяся, например, в направлении *z*:

$$E(z,t)=E_0\cos(\omega t-kz)=(E_0/2)\exp -\mathrm{i}(kz-\omega t)+\text{с. с.} \qquad (12.2)$$

Здесь E_0 есть амплитуда напряженности поля, а «с. с.» означает комплексно сопряженное выражение первого слагаемого. В целях упрощения записи «с. с.» часто отбрасывается, хотя оно должно бы здесь присутствовать. Круговая частота связана с частотой *f* согласно выражению $\omega=2\pi f$. Величина волнового вектора есть $k=2\pi/\lambda$, где λ означает длину волны.

Путем подстановки (12.2) в волновое уравнение получаем для *k* приведенное выше выражение:

$$k^2=\omega^2/c^2, \text{ то есть } k=\omega/c \text{ или } k=-\omega/c. \qquad (12.3)$$

Векторы максимальной напряженности поля при плоских волнах

$$\omega t - kz = -2\pi m \quad (m = \text{целое число}) \text{ или}$$
$$z = \omega t/k + 2\pi m/k = \pm ct + m\lambda. \tag{12.4}$$

Векторы макимальных напряженностей поля и, соответственно, плоских фазовых поверхностей (рис. 1.2) распространяются со скоростью света. Интервал между соседними фазовыми поверхностями равен длине волны λ. Положительная величина k означает распространение волны в положительном z-направлении, а отрицательная величина k — в противоположном направлении.

Сферические волны

Еще одним вариантом решения волнового уравнения (2.1) являются сферические волны:

$$E(\rho) = \frac{A}{\rho} \exp -i\,(k\rho - \omega t) + c.c., \text{ где } \rho = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}, \tag{12.5}$$

причем ρ указывает радиус от исходной точки волны. Амплитуда напряженности поля убывает по мере увеличения радиуса ρ. Фазовые поверхности имеют вид сфер. рис. 1.2 демонстрирует характеристику волн в плоскости сечения через центр возбуждения.

Ограниченные волны, дифракция

Рассматриваемые до сих пор идеальные плоские волны и сферические волны лишь весьма условно применимы в качестве моделей лазерного излучения. Плоская волна обладает неограниченной протяженностью, а сферическая волна распространяется во все направления. Таким образом, ни одна из них в точности не соответствует лазерному пучку, который имеет определенное направление распространения и конечное поперечное сечение луча. Улучшенной моделью лазерного пучка, если брать плоскую волну, считается таковая с боковым ограничением посредством диафрагмы, как показано на рис. 12.1. В результате генерируется луч, проходящий с постоянной интенсивностью через диафрагму. Эксперименты показали, что подобный прямоугольный профиль интенсивности за диафрагмой не сохраняется. На достаточно большом удалении ($z > d^2/\lambda$) образуется расширенный скругленный профиль с побочным максимумом.

Изменение профиля интенсивности световой волны за диафрагмой и есть то явление, что называется дифракцией. Согласно принципу Гюйгенса, это объясняется тем, что каждая точка отверстия диафрагмы излучает сферические волны, которые суммируются в правом полупространстве за диафрагмой в результирующее распределение поля. При таком сложении необходимо рассматривать разность хода, или фазу сферических волн. Если разность хода равна нулю (например, на оси симметрии), то суммируются амплитуды волн и образуется максимум интенсивности. Если разность хода составляет половину длины волны ($\lambda/2$), то волны гасятся, поскольку амплитуды имеют противоположную направленность. Это действительно для направлений под углом θ:

$$\sin\theta = k\frac{\lambda}{d}, \tag{12.6}$$

где $k = \pm 1, \pm 2, \ldots$ В этом случае на каждую сферическую волну, образующуюся в нижней половине диафрагмы, приходится гасящая сферическая волна из верхней половины диафрагмы. Более точное решение в данном случае дает распределение интенсивности, показанное на рис. 12.1.

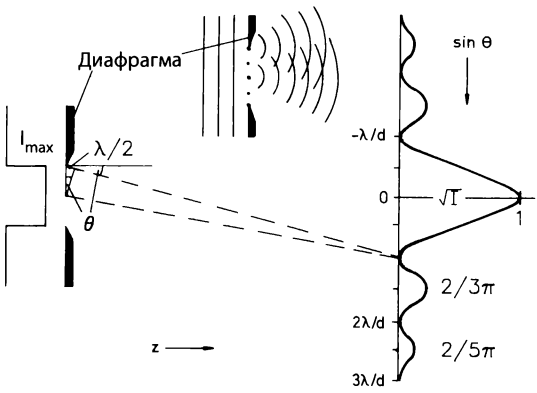


Рис. 12.1. Дифракция на щели шириной *d*. Похожим образом наблюдается и дифракция на точечной диафрагме

Резюмируя, можно утверждать, что плоская волна с боковым ограничением изменяет профиль своей интенсивности в процессе расхождения, или дивергенции. То же происходит и с лазерным пучком. Нечто подобное мы наблюдаем также, когда профиль интенсивности в самом начале выражен не через прямоугольную форму, а, например, через пространственное гауссово распределение. Здесь тоже имеет место расхождение, но при этом всегда остается гауссово распределение. Угол расхождения здесь меньше, чем в случае прямоугольного профиля. Учитывая эти благоприятные свойства, лазеры конструируются часто с таким расчетом, чтобы волны излучались именно с гауссовым профилем интенсивности. Характеристики таких гауссовых пучков будут подробнее рассматриваться в следующем разделе. Речь идет при этом не о лучах в математическом смысле этого слова, а о световых волнах с боковым ограничением, именуемых также гауссовыми пучками.

12.2. Гауссовы пучки

Лазеры могут возбуждаться и генерировать излучение в разных распределениях поперечного поля, или модах. Основная мода низшего порядка TEM_{00} обладает особенно простым и весьма удобным для пользования равномерным распределением поля. У резонаторов с вогнутыми зеркалами TEM_{00}-мода обнаруживает в своей интенсивности гауссов профиль. Ниже будет обсуждаться вопрос о том, как распространяется световая волна с таким профилем. Окажется, что подобные световые волны можно представить в виде сферических волн с мнимым источником.

Сферические волны с мнимым центром

Согласно уравнению (12.5) бывает любой центр сферической волны. Он может располагаться и в комплексе, даже если сначала это не очевидно. Поэтому в уравнение (12.5) вместо z можно ввести комплексную величину q:

$$z \to z + iz_R = q. \tag{12.7}$$

Величина z_R принимается как вещественная, на ее физическом значении мы остановимся позже. Путем преобразования уравнения (12.7) получаем сферические волны с мнимыми центрами:

$$E(r,z,t) = \frac{A}{\sqrt{q^2 + r^2}} \exp -i\left(k\sqrt{q^2 + r^2} - \omega t\right), \tag{12.8}$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$

Если рассматривается z-приосевая, так называемая параксиальная область, то при $r << |q|$ имеет силу следующее:

$$E(r,z,t) \approx \frac{A}{q} \exp -i\left(kq\sqrt{1 + r^2/q^2} - \omega t\right) \approx \frac{A}{q} \exp -i\left(kq\left(1 + \frac{r^2}{2q^2}\right) - \omega t\right) =$$
$$= \frac{B}{q} \exp\left(-i\frac{kr^2}{2q}\right) \exp i(\omega t - kz) \tag{12.9}$$

При этом $B = A \exp(kz_R)$ — так же, как и A — есть сначала неопределенная амплитуда. Комплексный параметр $1/q$ после разложения на действительную и мнимую составляющие может быть записан и в такой форме:

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{z - iz_R}{z^2 + z_R^2} = \frac{1}{R(z)} - i\frac{2}{k\omega^2(z)}. \tag{12.10}$$

Величины $\omega(z)$ и $R(z)$ означают радиус пучка и радиус кривизны гауссова пучка, поэтому:

$$E(r,z,t) \approx \frac{B}{q} \exp\left(-\frac{r^2}{\omega^2(z)}\right) \exp\left(-i\frac{kr^2}{2R(z)}\right) \exp i(\omega t - kz). \tag{12.11}$$

Уравнение (12.11), наряду с уже упомянутыми плоскими и сферическими волнами, является еще одним (правда, весьма приближенным) решением волнового уравнения в параксиальной области (см. выше). Оно называется гауссовым пучком и описывает распространение так называемых TEM_{00}-лучей.

Радиусы лучей

Решение (12.11) волнового уравнения имеет амплитуду, описываемую в r-направлении посредством гауссовой функции $\exp(-r^2/\omega^2)$. Пространственное распределение интенсивности $I \sim |E|^2$ выражено через (см. также рис. 12.2):

$$I/I_{макс.} = \exp((-2r^2/\omega^2(z)) \tag{12.12}$$

Путем интегрирования получаем зависимость между мощностью лазерного излучения P и максимальной интенсивностью $= I_{макс.}$: $P = \frac{\pi}{2}\omega^2 I_{макс.}$

Величина, введенная в уравнение (12.10):

$$\omega(z) = \sqrt{\frac{2}{kz_R}}\ \sqrt{z^2 + z_R^2} = \omega_0 \sqrt{1 + z^2 / z_R^2}, \qquad (12.13а)$$

где $\omega_0 = \sqrt{2z_R / k} = \sqrt{z_R \lambda / \pi}$, обозначается как радиус пучка. Зависимость радиуса пучка от координаты распространения z показана на рис. 12.3. Для $z = z_R$ гауссов пучок расходится до $\sqrt{2}$ -кратного значения $\omega(0) = \omega_0$. Величина

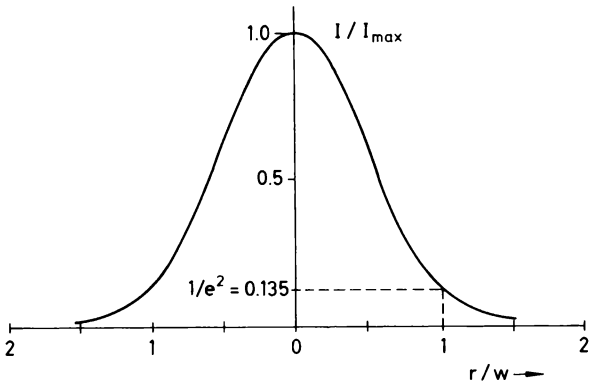


Рис. 12.2. Профиль интенсивности гауссова пучка поперечно направлению распространения

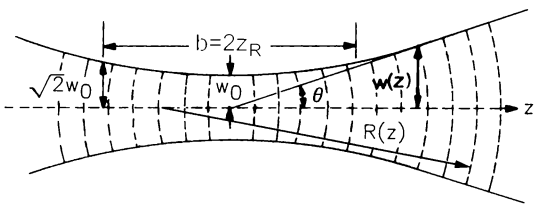


Рис. 12.3. Распространение гауссова пучка: изменение радиуса луча ω(z) и радиуса кривизны R (z) волновых фронтов

$$b = 2z_R, \text{ где } z_R = \frac{\omega_0^2 \pi}{\lambda}, \qquad (12.13б)$$

именуется поэтому длиной фокуса, или конфокальным параметром; z_R носит название «рэлеевской длины». Гауссов пучок характеризуется по уравнению (12.13а) либо через шейку, или перетяжку (наименьшее поперечное сечение) пучка ω_0, либо через упомянутую рэлеевскую длину z_R.

Угол дифракции

На больших расстояниях ($z >> z_R$) радиус пучка возрастает практически линейно с z:

$$\omega(z) = \omega_0 \cdot \frac{z}{z_R}. \qquad (12.14)$$

Отсюда получается угол дифракции (рис. 12.3) гауссова пучка:

$$\theta = \lim_{z>>z_R} \frac{\omega(z)}{z} = \frac{\omega_0}{z_R} = \frac{\lambda}{\pi\omega_0} \tag{12.15}$$

Кольцевая диафрагма с диаметром $d = 2\omega$ при освещении плоской световой волной дала бы в итоге дифрагированную волну с углом дифракции (углом расхождения пучка):

$$\theta_k = 1{,}22\,\lambda/d = 0{,}66\lambda/\omega_0 > \theta. \tag{12.16}$$

Угол θ_k определяет радиус первого темного кольца k дифракционной картины, как это видно из рис. 12.1 для щелевой диафрагмы.

Гауссов пучок расходится, следовательно, слабее, чем прочие световые волны с боковым ограничением, хотя это показано здесь только на примере луча с прямоугольным профилем. Поэтому гауссов пучок можно обозначить как «дифракционно-ограниченный».

Радиус кривизны фазовых поверхностей

Фазовые поверхности гауссова пучка выражены через:

$$z = m\lambda - \frac{r^2}{2R(z)}, \tag{12.17}$$

причем m означает целое число. Это параболы с радиусом кривизны:

$$R(z) = z + \frac{z_R^2}{z} \tag{12.18}$$

Для $z >> z_R$ имеет силу $R(z) \approx z$, то есть на большом расстоянии от шейки пучка фазовые поверхности являются сферами с центрами при $z = 0$.

Для $z \to 0$ действительно $R(z) \to$, и получаются плоские волновые фронты. Гауссов пучок может поэтому рассматриваться как смешение плоской и сферической волн — см. здесь рис. 12.3.

Параметр q

При распространении гауссова пучка радиус луча $\omega(z)$ и радиус кривизны $R(z)$ допустимо воспринимать как функцию расстояния z от шейки пучка. Вместо того, чтобы оперировать параметрами $\omega(z)$ и $R(z)$, иногда бывает проще использовать комплексный параметр q, включающий в себя и $\omega(z)$, и $R(z)$ — согласно уравнению (12.10).

Соответственно (12.7),

$$q(z) = z + iz_R = z + q(0) \tag{12.20}$$

линейно зависит от z. В шейке пучка имеем:

$$q(0) = iz_R, \tag{12.21}$$

причем — по (12.14) –

$$z_R = \pi\omega_0^2/\lambda. \tag{12.22}$$

Теперь видно, что гауссов пучок выражен через положение и диаметр своего наименьшего поперечного сечения, именуемого также «шейкой», или «перетяжкой». При распространении гауссова пучка параметр q изменяется. Также линзы и прочие оптические элементы обеспечивают преобразования параметра q, описываемые на основе «ABCD-матриц». Но иногда распространение гауссова пучка проще вычислить, не прибегая к закону ABCD, так что мы попробуем обойтись без него в следующем далее элементарном представлении.

Высшие моды Эрмита — Гаусса

Наряду с гауссовыми пучками существуют и другие решения волнового уравнения.

$$E_m(x) = H_m(\xi)\exp(-\xi^2/2), \tag{12.23}$$

причем

$$H_0 = 1,\ H_1(\xi) = 2\xi,$$
$$H_2(\xi) = 4\xi^2\text{-}2,\ H_3(\xi) = 8\xi^3\text{-}12 \tag{12.24}$$
$$\text{с } \xi = x/\omega_0 \tag{12.25}$$

обозначаются как эрмитовы полиномы. Индекс $m = 0, 1, 2, 3...$ показывает порядок полинома и одновременно число нулей.

Некоторые распределения поля и интенсивности, вычисленные по уравнению (12.23), представлены на рис. 12.4. Подобные высшие моды в направлении оси x характерны, например, для полупроводниковых лазеров.

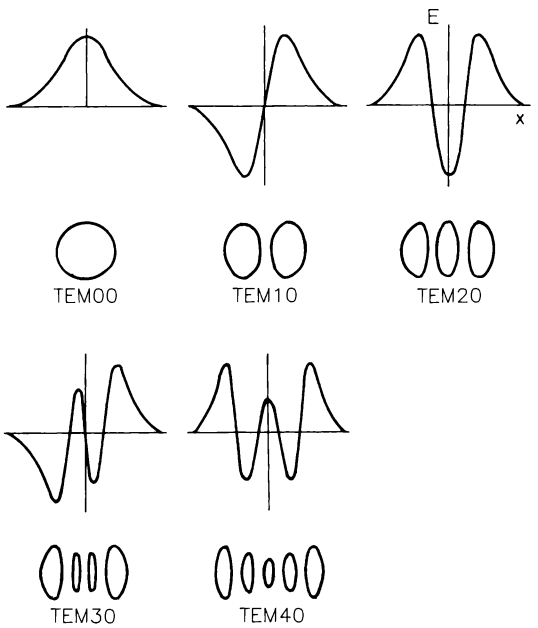


Рис. 12.4. Распределения напряженности поля $E(x)$ и линии постоянной интенсивности лучей Эрмита — Гаусса, или высшие (TEM_{m0})-моды (см. уравнение 12.25)

Эрмитовы функции по уравнению (12.25) образуют ортогональную систему функций. Любую другую функцию или распределение напряженности поля на оси x можно представить как сумму этих функций.

Эрмитовы функции по (12.25) обладают, однако, особым свойством, а именно: распределения поля в направлении оси x для любого значения z подобны друг другу. Только величина радиуса пучка $\omega(z)$ подвержена изменениям. В случае иных распределений на оси x, например, при прямоугольной функции, каковая имеет место за равномерно освещенной щелью по рис. 12.1; при распространении света, напротив, изменяется форма начального распределения.

Виды мод, которые возникают как произведение $E_m(x)\ E_n(y)$ и имеют нули в направлениях x и y, приведены на рис. 13.5.

Радиусы и дивергенция высших мод

Из рис. 12.4 видно, что высшие моды занимают более значительную x-область, чем основная гауссова мода. Касательно расстояния от самого крайнего максимума наружу до центра пучка примерно действует следующее:

$$xm \approx \sqrt{1+m} \cdot \omega_0 \tag{12.26}$$

Угол дивергенции высших мод:

$$\theta_m \approx \sqrt{1+m} \cdot \theta \tag{12.27}$$

также увеличивается, поскольку из-за модуляции поля в направлении оси x заметно усиливается дифракция.

12.3. Прохождение гауссовых пучков через линзы

Прохождение световых лучей через линзы можно приближенно описать на основе законов геометрической оптики. Это признано приемлемым, в частности, в отношении изображения объектов с некогерентным излучением: проблемами дифракции тогда можно пренебречь. При распространении же лазерных лучей, в том числе, гауссовых пучков, в силу ограниченного диаметра луча, приходится как раз принимать во внимание дифракционные эффекты. Поэтому, исходя из законов геометрической оптики, для гауссовых пучков приводятся далее соответствующие уравнения преобразования.

Геометрическая оптика

Линза или линзовая система характеризуются главными плоскостями H и H' и фокусами F и F» (рис. 12.5). Если с обеих сторон линзы находится одинаковая среда (например, воздух), то величины заднего фокусного расстояния (в пространстве изображений) и фокусного расстояния в пространстве предметов равны f. При этом необходимо соблюдать следующие правила знаков: интервалы справа от соответствующих главных плоскостей положительные (например, b), интервалы слева от них — отрицательные (например, g). То же касается и размеров объекта, и

изображения. Расстояния в направлении вверх (например, G) будут положительными, а расстояния вниз (например, B) — отрицательными.

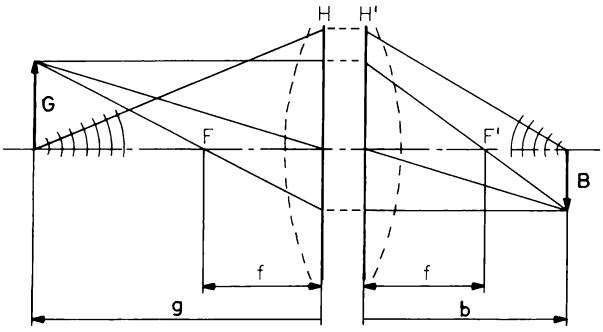


Рис. 12.5. Изображение, формируемое линзой на основе геометрической оптики. G — размер объекта, g — расстояние от передней главной точки до осевой точки объекта, B — размер изображения и b — расстояние от главной точки в пространстве изображения до осевой точки изображения

Итак, имеет силу следующее уравнение изображения:

$$\frac{1}{f}=\frac{1}{b}-\frac{1}{g} \quad \text{или} \quad \frac{1}{b}=\frac{1}{g}+\cdot \tag{12.28}$$

Масштаб изображения β составляет:

$$\beta = B/G = b/g. \tag{12.29}$$

С помощью этих уравнений можно рассчитать положение и размер изображения, причем у тонких линз обе главных плоскости H и H' совпадают.

Уравнение (12.28) может быть доказано, если предположить, что из каждой точки объекта выходит сферическая волна. Если рассматривать изображение точки на оси, то радиус кривизны в месте (тонкой) линзы будет иметь вид: $R_1 = -g$. Сразу за линзой имеем радиус кривизны сферической волны: $R_2 = -b$. Минусовые знаки вводятся с учетом того, что радиусы R для выпуклых (R_1) волновых фронтов определяются как положительные, а для вогнутых (R_2) — как отрицательные. Поскольку пройти через линзу по краю удается быстрее, чем через ее среднюю часть, соответственно изменяется и радиус кривизны (12.28).

Преобразование гауссовых пучков

Обратимся далее к прохождению гауссовых лучей через линзы с фокусным расстоян ием f. Допустим, мы имеем падающий луч с определенным расстоянием α линзы от шейки пучка и радиусом шейки ω_0. Требуется найти соответствующие величины a' и w'_0 пучка за линзой. Величины a и a' измеряются (если смотреть от шейки пучка) вправо как положительные и влево — как отрицательные. Для вывода соответствующих уравнений следует исходить из обычных формул линзы (12.28). Линза преобразует падающую сферическую волну с радиусом $R_1 = -g$ в проходящую сферическую волну с радиусом $R_2 = -b$. Таким образом, из (12.28) следует:

$$\frac{1}{R_2}=\frac{1}{R_1}-\frac{1}{f}. \tag{12.30}$$

Радиусы R, если смотреть со стороны линзы, являются положительными для выпуклых волновых фронтов и отрицательными для вогнутых. Так как у гауссова пучка радиус ω непосредственно до и после (тонкой) линзы остается неизменным, то с учетом уравнения (12.10) имеет силу следующее:

$$\frac{1}{q_2} = \frac{1}{q_1} - \frac{1}{f}. \tag{12.31}$$

Комплексные параметры луча q_1, q_2 до и после линзы выводятся из рэлеевских длин z_R, z'_R и, соответственно, шеек пучка w_0, w'_0 согласно (12.7):

$$q_1 = a + iz_R \quad q_2 = a' + iz'_R. \tag{12.32}$$

Из уравнений (12.31) — (12.32) следует:

$$a' = -f + \frac{f^2(f-a)}{(f-a)^2 + z_R^2} \text{ и} \tag{12.33}$$

$$\omega'_0/\omega_0 = f/\sqrt{(a-f)^2 + z_R^2}\ , \text{ с } z_R = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda}. \tag{12.34}$$

Эти уравнения дают в итоге радиус ω'_0 и расстояние от шейки пучка за линзой (рис. 12.6). Если z_R есть малая величина по сравнению с интервалом $a - f$, то получают обычные формулы линзы (12.28) и (12.29) для геометрической оптики.

Интересная ситуация возникает, когда шейка падающего луча совпадает с передней фокальной плоскостью, то есть когда $a = f$. В этом случае будет: $a' = -f$ и $\omega'_0 = \lambda f/\pi\omega_0$. Шейка (наименьшее поперечное сечение) пучка за линзой находится, таким образом, в задней фокальной плоскости.

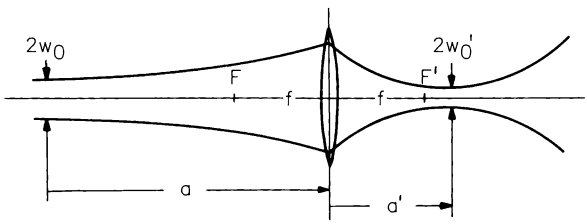


Рис. 12.6. Преобразование гауссова пучка посредством линзы

Фокусировка гауссова пучка

Во многих областях применения лазера его луч следует наводить на как можно меньшее пятно. Для этого z_R и, соответственно, ω_0 по уравнению (12.34) должны быть максимально большими. Тогда действительно:

$$\omega_0 = \frac{\lambda f}{\pi\omega_0}. \tag{12.35}$$

Эта формула используется, как правило, для вычисления радиуса пучка ω'_0 при фокусировке лазерного луча линзой. (Речь идет о минимальном значении, имеющем силу фактически только для: $z_R >> a - f$).

Чтобы радиус падающего луча ω_0 не урезался линзой с диаметром D, должно быть $\omega_0 < D/2$. Следовательно:

$$\omega'0 = 2f\lambda/\pi D. \quad (12.36)$$

Для получения малого диаметра пятна диаметр линзы выбирается как можно большим. Поскольку фокусное расстояние f, например, двояковогнутой линзы примерно равно радиусу кривизны и, следовательно, не может быть много меньше ее диаметра, то минимально достижимые диаметры пятна соответствуют примерно половине длины волны λ. Глубина резкости составляет $2z'_R$ и может рассчитываться по формуле (12.13а).

12.4. Телескопы и фильтры пространственных частот

Для расширения лазерных пучков применяют телескопы, с чем связано уменьшение дивергенции излучения. Это важно, например, при передаче лазерного излучения на большие расстояния без использования стекловолокон.

Телескоп Кеплера

Коллимационный телескоп, действующий по принципу Кеплера, состоит из объективной линзы с фокусировкой f_2 и имеющей более короткое фокусное расстояние f_1 второй линзы, которую в стандартных телескопах называют окуляром (рис. 12.7). Фокусные расстояния обеих линз совпадают, когда телескоп настроен на бесконечность. У параллельно падающего лазерного луча диаметр d увеличивается до D, причем, согласно геометрической оптике (рис. 12.7), имеет силу:

$$D/d = f_2/f_1. \quad (12.37)$$

При более точном описании системы расширения пучков необходимо учитывать волновой характер света. Расширитель для гауссовых пучков показан на рис. 12.8. Изображение шейки пучка ω_{01} формируется линзой. Наименьшее поперечное сечение пучка $\omega'_{01} = \omega_{02}$ возникает с некоторым выходом за пределы фокуса этой линзы. С помощью линзы 2 увеличивается диаметр пучка с шейкой ω'_{02}. Радиус ω'_{02} будет максимальным, когда промежуточная шейка $\omega'_{01} = \omega_{02}$ смещается в левую фокальную плоскость линзы 2. Это приводит к тому, что наименьшее поперечное сечение ω'_{02} располагается в правой фокальной плоскости данной линзы. На основе уравнений изображения гауссовых пучков получаем: $\omega_{02} = \omega_{01} \dfrac{f_2}{f_1} \sqrt{(a - f_1)^2 + z_{R1}^2)/z_{R1}^2}$

Если падающий луч имеет наименьшее поперечное сечение ω_{01} в фокусе F_1 и при этом $F'_1 = F_2$, то мы получим, подобно уравнению (12.37) в геометрической оптике (рис. 12.7):

$$\omega_{02} = \omega_{01} \frac{f_2}{f_1} \text{ для } a = f_1. \tag{12.38}$$

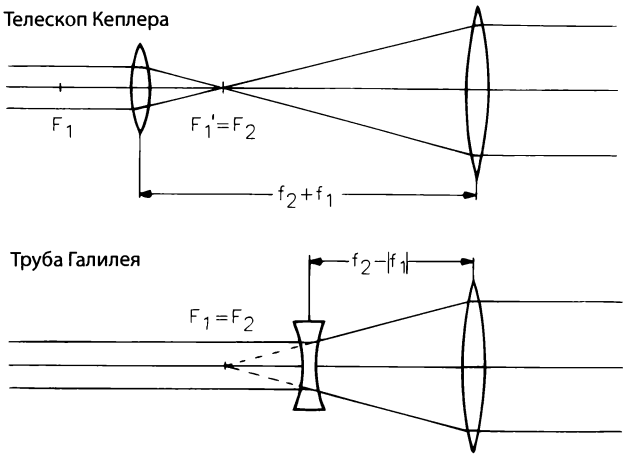


Рис. 12.7. Геометрический ход лучей в телескопе Кеплера и зрительной трубе Галилея

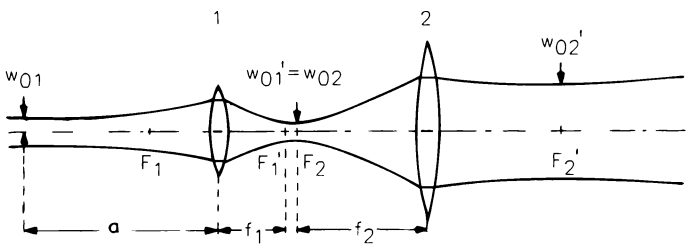


Рис. 12.8. Расширитель для гауссовых пучков

Тогда для угла дивергенции излучения до и после расширения имеет силу:

$$\theta_2 = \theta_1 \frac{f_1}{f_2}, \tag{12.39}$$

то есть расходимость в результате расширения уменьшается.

Зрительная труба Галилея

У расширителя пучка по Кеплеру излучение фокусируется первой линзой. В случае высокомощных лазеров это может привести к электрическому пробою в воздухе. В этом смысле расширитель, действующий по принципу Галилея, представляется более целесообразным (рис. 12.7). Здесь линза 1 выбирается как рассеивающая линза с отрицательным фокусным расстоянием. Можно сделать так, чтобы, как у Кеплера, оба фокусных расстояния совпадали. В этом случае действительны приведенные выше уравнения (12.38) и (12.39), только f_1 надо заменить на $|f_1|$.

Фильтры пространственных частот

Распределения напряженности поля лазерного луча нередко выражаются не через идеальный гауссов профиль TEM_{00}, а на основе наложения помех, как показано на рис. 12.9. Причиной помех могут стать, например, пыль или царапины в оптических системах. «Очистка» подобного лазерного луча производится иногда с помощью так называемого фильтра пространственных частот (рис. 12.9). При таком фильтре лазерный луч фокусируется линзой или объективом. Параллельно падающее излучение, которое соответствует гауссову пучку большого диаметра, фокусируется в фокальной плоскости. В фокус помещают точечную диафрагму, отверстие которой несколько больше диаметра пятна. При этом гауссов пучок беспрепятственно проходит через диафрагму. Световые волны, образующиеся, например, в результате рассеяния на пыли, распространяются с отклонением от гауссова пучка сферически вокруг центра рассеяния. Это приводит к тому, что за линзой рассеянные волны не проникают сквозь точечную диафрагму. В результате паразитные волны пространственно отделяются от гауссова пучка и диафрагмируются. Фильтр пространственных частот нередко комбинируется с расширителем пучка.

Более точное описание фильтра пространственных частот по рис. 12.9 можно дать с помощью известного фурье-преобразования. В фокальной плоскости линзы 1 образуется спектр Фурье, или спектр пространственных частот профиля падающего луча. Высокие пространственные частоты находятся сбоку от оси и, следовательно, диафрагмируются. Поэтому показанный на рис. 12.9 фильтр пространственных частот называют еще фильтром нижних частот, поскольку здесь могут проходить низкие пространственные частоты.

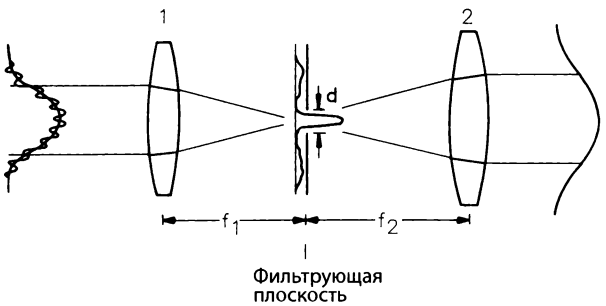


Рис. 12.9. Принцип действия фильтра пространственных частот

Диаметр d точечной диафрагмы в любом случае должен быть больше шейки идеального гауссова пучка в фокальной плоскости (см. также уравнение 12.35)

$$d > 2f\lambda/\pi\omega, \tag{12.40}$$

где ω есть радиус падающего луча. С другой стороны, диаметр d все же не может быть слишком большим, чтобы побочные максимумы не проходили сквозь диафрагму. Это тот случай, когда d меньше диаметра так называемой первой зоны Френеля:

$$d < 2\sqrt{f\lambda} \tag{12.41}$$

На практике d выбирают в пределах верхней границы максимально большим, чтобы таким образом облегчить юстировку. Типовые значения для фильтра пространственных частот в голографии находятся на уровне $d \approx 40$ мкм, причем в качестве первой линзы предпочитается, например, объектив микроскопа с $f = 4$ мм.

12.5. Распространение реальных лазерных лучей

Лазерные лучи в идеале являются гауссовыми TEM_{00}-пучками. Однако в реальности многие лазеры генерируют излучение со сложными распределениями интенсивности. Распространение гауссова пучка определяется через радиус его шейки ω_0 и длину волны λ. На большом расстоянии от наименьшего поперечного сечения пучка увеличение его радиуса протекает в хорошем приближении линейно, а угол дивергенции выражен через уравнение (12.15): $\theta = \dfrac{\lambda}{\pi\omega_0}$.

Расходимость гауссова пучка либо также других лучей зависит от радиуса наименьшего поперечного сечения ω_0. Поскольку ω_0 поддается любой настройке с помощью линзы, то для характеристики лазерного излучения указывается в большинстве случаев не угол расхождения, а произведение параметров пучка с единицей измерения мм·мрад. Для гауссовых пучков это произведение зависит исключительно от длины волны:

$$\theta\omega_0 = \frac{\lambda}{\pi}. \qquad (12.42а)$$

Числовая мера дифракции M^2

Гауссов пучок (TEM_{00}) в силу своей минимальной расходимости является оптимальным для многих применений. На практике же некоторые лазерные лучи часто обнаруживают отклонение от этого идеального варианта. Причина здесь кроется, вероятно, в возбуждении высших поперечных мод: могут возникать амплитудные или фазные помехи на основе неоднородного усиления активной среды лазера либо могут формироваться и накладываться друг на друга части разделенного пучка.

Все эти эффекты способны привести к тому, что реальный профиль луча отклоняется от идеального гауссова профиля. У реальных лазерных лучей как радиус шейки ω_0, так и угол дивергенции θ в M-раз больше, чем у гауссова пучка. В этом случае получают для произведения параметров луча:

$$\theta\omega_0 = M^2\frac{\lambda}{\pi}. \qquad (12.42б)$$

где величина M^2 есть числовая мера дифракции. Минимальное значение величины $M^2 = 1$ отнесено к гауссову пучку (TEM_{00}). Иногда используется также выражение:

$$K = \frac{1}{M^2} \qquad (12.43)$$

для описания реальных лазерных лучей. Гауссов пучок обладает качеством $K = 1$, а для реальных лазерных лучей характерно: $K < 1$.

На рис. 12.10 приведена сравнительная схема распространения лазерного пучка ($M^2 = 1$ и $K = 1$) относительно поля излучения с качеством луча без дифракционного ограничения ($M^2 > 1$ и $K < 1$), причем предполагается, что они имеют одинаковое положение и равный размер шейки. Если рассматривать два лазерных луча с одинаковым радиусом, но с разными значениями M^2, причем фокусируемых одной и той же линзой, то картина выглядит совсем иначе. Луч с меньшим M^2 имеет меньший диаметр шейки и меньшую расходимость. Отсюда вытекает зависимость между M^2 и фокусируемостью: при заданной линзе минимально возможный диаметр фокуса пропорционален M^2.

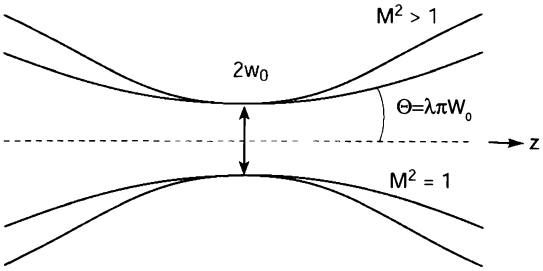


Рис. 12.10. Распространение лазерных лучей с $M^2 = 1$ и $M^2 > 1$ при одинаковом радиусе их наименьшего поперечного сечения

Определение M^2

При нахождении числовой меры дифракции M^2 подлежащий измерению лазерный луч фокусируется линзой с формированием шейки пучка согласно рис. 12.10. Для получения M^2 диаметр луча определяется как минимум в 10 местах вдоль его хода, причем половина устанавливаемых значений должна находиться в пределах рэлеевской длины z_R. Вторую половину надо измерять на расстоянии от шейки пучка, в два раза превышающем рэлеевскую длину. Радиус луча $\omega(z)$ наносится как функция расстояния z от шейки пучка (рис. 12.10). Отсюда получаем радиус наименьшего поперечного сечения ω_0 и расходимость пучка θ, так что можно определить и числовую меру дифракции:

$$M^2 = \omega_0 \theta \frac{\pi}{\lambda}. \qquad (12.42в)$$

Определение радиусов лучей

По нормам ИСО 11146, диаметр луча определяется по так называемым «моментам». Выбирается система координат x-y-z, причем z представляет собой направление распространения луча.

Первые моменты {x (z)} и {y (z)} показывают положение средней точки *луча*, или его центра тяжести:

$$\{x(z)\} = \frac{\int xI\,(x,y,z)\,dxdx}{\int I\,(x,y,z)dxdy} \quad \text{и} \quad \{y(z)\} = \frac{\int yI\,(x,y,z)dxdy}{\int I\,(x,y,z)dxdy} \tag{12.44а}$$

В одномерном случае первые моменты можно наглядно отразить на основе момента вращения, который воздействует на распределение массы пропорционально *I*. Средняя точка луча соответствует центру тяжести распределения массы.

Вторые центрированные моменты {x2 (z) и {y2 (z)}именуются «дисперсией»:

$$\{x^2(z)\} = \frac{\int (x-\{x\})^2 I(x,y,z)\,dxdy}{\int I(x,y,z)\,dxdy} \quad \text{и} \quad \{y^2(z)\} = \frac{\int (y-\{y\})^2\, I(x,y,z)dxdy}{\int I(x,y,z)dxdy}. \tag{12.44б}$$

Корень дисперсии $\sqrt{(x^2\{z\})}$ или $\sqrt{\{y^2(z)\}}$ известен как стандартное отклонение. Двойное стандартное отклонение определяется как радиус луча ω_x и ω_y в направлении осей *x* и *y*:

$$\omega_x = 2\sqrt{\{x^2(z)\}} \quad \text{и} \quad \omega_y = 2\sqrt{\{y^2(z)\}}. \tag{12.45}$$

При вращательно-симметричных распределениях имеет силу $\omega_x = \omega_y$. Для TEM_{00}-моды расчет по уравнению (12.45) дает обычное определение диаметра луча как расстояния между теми его участками, где интенсивность падает до $1/e^2 = 13{,}5$ % от максимального значения.

Лазерные лучи с $M^2 > 1$

Пользуясь отвечающими нормам ИСО способами определения моментов, можно вычислить величины M^2, например, для разных пучков Гаусса — Эрмита. Для лучей $TEM_m{}^0$ с $m = 0, 1, 2,...$ находим тогда разные значения M^2 в направлении осей *x* и *y*:

$$M_x^2 = 2m + 1 \quad \text{и} \quad M_y^2 = 1. \tag{12.46}$$

На рис. 12.11 приведены профили различных TEM_m^0-мод и соответствующие величины M_x^2. При этом дополнительно учитываются фазовые поверхности. При чистых TEM_m^0-лучах в их наименьшем поперечном сечении располагаются фронты плоских волн. Но могут иметь место и профили, подобные гауссовым, с искаженными волновыми фронтами. В этом случае $M^2 > 1$.

Измерение с помощью электронной камеры

Вычисление радиусов лучей по уравнению (12.45) требует знания двухмерного распределения интенсивности излучения *I (x, y)*. При проведении соответствующих измерений можно воспользоваться электронными камерами. Некоторые фирмы поставляют оборудование для измерения M^2 сразу в комплекте с такой камерой и необходимым техническим и программным обеспечением.

При высоких мощностях лазерного излучения и длинах волн, для которых ни одна камера не подходит, распределение интенсивности *I (x, y, z)* луча считывается с применением небольшой точечной диафрагмы.

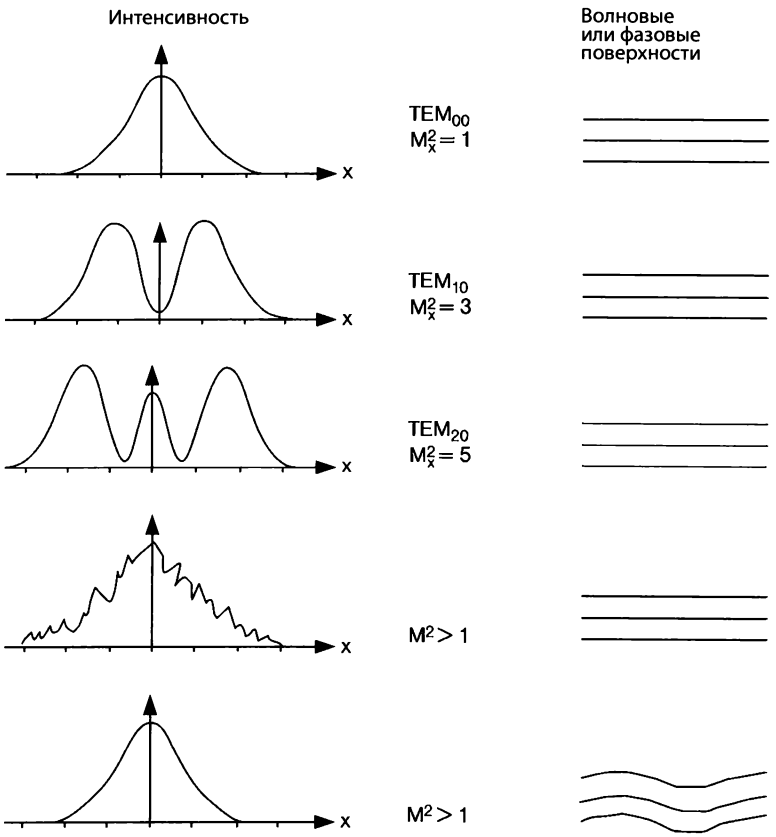


Рис. 12.11. Примеры профиля пучка разных поперечных мод TEM_{m0} и другие распределения интенсивности; представление волновых или фазовых поверхностей и значение M^2

Измерение с подвижными диафрагмами

В целях снижения требований к измерительной технике в нормах ИСО 11146 предусмотрены и другие способы определения радиусов лучей, которые не предполагают измерения моментов пространственного распределения интенсивности.

Три других способа базируются на измерении пропускания, причем через луч проводится один из следующих конструкционных элементов: переменная круговая апертура (variable aperture), подвижная щель (moving slit) или подвижный срез (moving edge).

С помощью круговой апертуры с переменным диаметром могут исследоваться распределения интенсивности с круговой симметрией. При этом апертура не перемещается, а только изменяется в диаметре. В случае гауссова пучка свободная апертура соответствует диаметру лучей, если пропускание составляет порядка 86,5 %. Эта зависимость служит затем для определения диаметра лучей при любом распределении интенсивности.

При использовании подвижной щели последняя сначала позиционируется таким образом, что пропускание становится максимальным. Ширина щели не может быть больше $^1/_{20}$ диаметра пучка. Тогда щель сдвигается в сторону, пока не пройдет еще 13,5 % максимальной мощности. Интервал между двумя позициями щели, при которых пропускание составляет 13,5 %, определяется как диаметр пучка. Для распределений интенсивности без геометрии окружностей измерение диаметра пучка должно производиться в направлении обеих главных осей.

Измерение с подвижным срезом требует более подробного рассмотрения, поскольку этот способ весьма прост в практическом использовании и может успешно применяться в самых разных условиях.

Измерение с подвижным срезом

Для измерения диаметра пучка «срез» проходит через пучок перпендикулярно направлению распространения, причем коэффициент пропускания $T(x')$ измеряется как функция позиции среза x' При этом детектор должен быть достаточно большим, чтобы регистрировалось дифрагированное излучение. Радиус пучка определяется как разность позиций, при которых пропускание составляет 16 % и 84 %. В случае гауссова пучка его (определяемый таким способом) диаметр совпадает с $1/e^2$-шириной распределения интенсивности.

Для расчета пропускания гауссова пучка с мощностью P в зависимости $T(x')$ от позиции среза x' служит интеграл:

$$T(x') = \frac{1}{P}\int_{x'}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} I(x,y)\,dxdy = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\,\frac{2}{d}\int_{x'}^{+\infty} \exp\frac{-2x^2}{\omega^2}\,dx = \frac{1}{2}\left[erf\,\sqrt{2}\,\frac{x}{\omega}+1\right]. \qquad (12.47а)$$

Следующее далее вычисление требует привлечения соответствующей таблицы либо вывода с помощью BM функции ошибок erf. При этом получаем:

$$T\left(-\frac{\omega}{2}\right)=0{,}16 \quad \text{и} \quad T\left(+\frac{\omega}{2}\right)=0{,}84 \qquad (12.47б)$$

На рис. 12.12 приведена схема определения радиуса луча согласно уравнению (12.47б) по методу срезов для гауссова пучка. Срез перемещается через луч слева направо. Определяемый таким способом радиус луча абсолютно точен только в отношении гауссова пучка, радиус которого вычисляется после измерения полного профиля пучка согласно уравнениям (12.44а, б) и (12.45).

Плотность энергии излучения

Средняя мощность и числовая мера дифракции источника излучения могут быть объединены в одном понятии — «яркость» (англ. brightness). Такая энергетическая яркость означает мощность из расчета на площадь A и телесный угол Ω: $L = \frac{P}{A\Omega}$.

Так как при заданной площади наименьшего поперечного сечения (шейки) пучка телесный угол определяется на основе числовой меры дифракции и длины волны излучения, то при $\Omega = \theta\pi$ имеем:

$$L = \frac{P}{\lambda^2 (M^2)^2}. \qquad (12.48)$$

С учетом квадратичной зависимости яркости от дифракционной числовой меры M^2 коммерческие лазеры в многомодовом режиме ($M^2 > 30$), даже при средних мощностях в несколько кВт, обладают сравнительно невысокой яркостью. Источники излучения с почти дифракционно-ограниченным качеством луча позволяют — с мощностями в диапазоне нескольких сотен ватт — гораздо более высокую яркость.

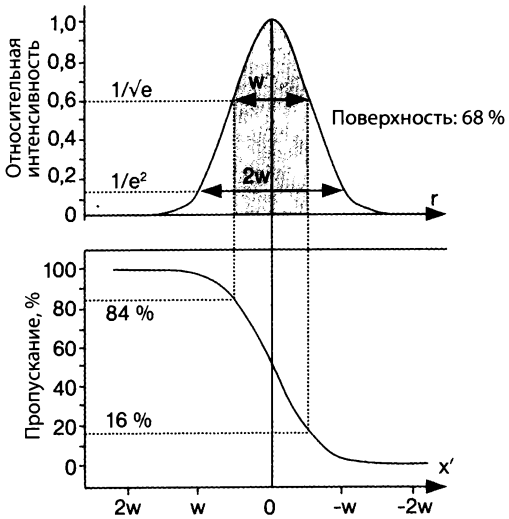


Рис. 12.12. Схема определения радиуса пучка с помощью подвижного среза. Вверху: радиальное распределение интенсивности гауссова пучка. Внизу: пропускание в зависимости от позиции среза x' Радиус пучка определен на основе величин 84 % и 16 %

12.6. Оптические волокна

Для использования лазерного излучения в технике передачи информации в области *обработки* материалов и в медицине привлекают оптические световолокна, обладающие цилиндрической сердцевиной диаметром от 3 до 1000 мкм. В видимой и соседних с ней областях спектра находит применение кварцевое стекло (соединение SiO_2, легированное GeO_2) с показателем преломления $n_1 = 1{,}47$. Указанная сердцевина находится в окружении несколько иного кварцевого стекла (SiO_2), отличающегося меньшим показателем преломления.

Для ввода в волокно лазерное излучение фокусируется линзой, так что диаметр пучка оказывается немного меньше сердцевины волокна. На рис. 12.13 этот ввод отображен по принципу геометрической оптики. В волокне от границы раздела сердцевины и оболочки происходит полное отражение, пока угол падения луча не станет слишком большим по отношению к входной поверхности волокна. В случае превышения максимального угла падения ε, как это имеет место с лу-

чом, показанным пунктирной линией на рис. 12.13, превышается также угол полного отражения в волокне (см. п.14.1). Выражение sin ε называют числовой апертурой:

$$\sin\varepsilon = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \qquad (12.49)$$

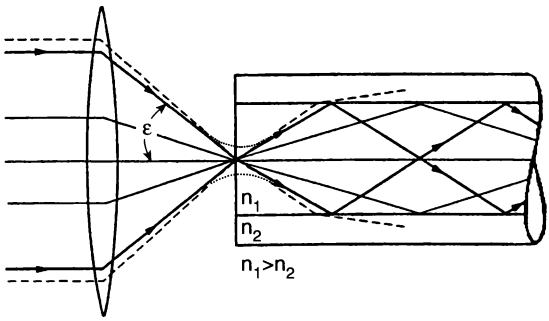


Рис. 12.13. Ввод и распространение луча в оптическом волокне. Имеет место полное отражение от границы раздела сердцевины и оболочки

С величинами $n_1 = 1{,}47$ и $n_2 = 1{,}46$ находим $\sin\varepsilon = 0{,}17$. У кварцевых волокон с пластиковой оболочкой числовая апертура может быть больше ($\sin\varepsilon \approx 0{,}4$).

При вводе света в волокна апертурный угол падающего сфокусированного луча меньше величины, выражаемой через числовую апертуру волокна. При выходе из не искривленного волокна излучение в идеальном варианте будет иметь апертурный угол, соответствующий углу падающего луча. Максимальный апертурный угол выходящего пучка также ограничен числовой апертурой.

Моды в плоских световодах

На основе волновых свойств света распространение когерентного излучения в световолокне возможно не под всяким углом падения. Представляется целесообразным обсудить это сначала на примере плоского волновода, ограниченного только в одном направлении. На рис. 12.14 представлены фазовые поверхности в волноводе, образующиеся в результате отражения от границ раздела. При полном отражении необходимо принимать во внимание небольшой скачок фазы. При падении луча под изображенными углами наступает конструктивная интерференция всех волн. В результате этого в поперечном направлении возникают периодические распределения поля. Число m показывает нули этих мод в сердцевине волокна. При увеличении угла падения возрастает индекс мод m. Моды низшего порядка образуются при небольших углах. Если условия облучения отличаются от таковых с указанными углами, то имеет место деструктивная интерференция, и тогда распространение луча не возможно. При увеличивающемся угле падения, в конце концов, превышается угол полного отражения. Поэтому существует только определенное максимальное число M возможных мод.

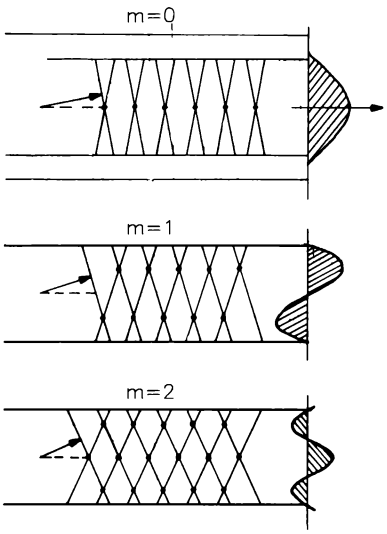


Рис. 12.14. Распределение поля различных мод в многослойных волноводах. Моды образуются в результате конструктивной интерференции при определенных углах падения луча и, соответственно, определенных направлениях распространения. Согласно этой простой модели на границах раздела формируются нули напряженности светового поля. Но более точные теоретические изыскания показывают, что и за пределами слоя имеет место так называемое эванесцентное поле, как показано при m = 0

Моды в стекловолокнах

Структура мод в волокнах сложнее, чем в плоских волноводах. Появляются поперечные электрические ТЕ-моды и поперечные магнитные ТМ-моды. Моды ЕН и НЕ содержат продольные компоненты, причем первая буква указывает на более сильный компонент поля (Е — электрический, Н — магнитный). Особое значение имеет основная мода HE_{11}, которая обнаруживает такое же распределение интенсивности, что и TEM_{00}-мода в свободном пространстве.

Для описания распространения мод в цилиндрических волокнах вводятся два параметра: нормированная частота V и постоянная распространения β в волокне:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a\sqrt{n_1^2 - n_2^2} \qquad \beta = n\frac{2\pi}{\lambda} \quad c \quad n = \frac{c}{c'}. \tag{12.50}$$

Величина V зависит от длины световой волны λ (в вакууме), радиуса сердцевины волокна α и показателей преломления n_1 и n_2 сердцевины и, соответственно, оболочки волокна. Так называемая «нормированная частота» выражается через величину, обратную длине волны в уравнении (12.50). Постоянная распространения β соответствует величине k волнового вектора и определяется посредством показателя преломления волокна, который показывает фазовую скорость распространения c' моды в волокне (c = скорость света в вакууме).

На рис. 12.15 постоянная распространения β изображается как функция нормированной частоты V для разных мод. Особенно интересны волокна, в которых

может распространяться только основная мода TEM_{00}. Со ссылкой на рис. 12.15 выводится условие для одномодового лазера:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a\sqrt{n_1^2 - n_2^2} < 2{,}405. \qquad (12.51)$$

Отсюда можно вычислить — при заданных показателях преломления и соответствующей длине волны — максимальный радиус одномодового волокна. При $\lambda = 0{,}63$ мкм, $n_1 = 1{,}47$ и $n_2 = 1{,}46$ получаем $\alpha < 1{,}4$ мкм. Длину волны, которая в случае данного волокна соответствует величине $V = 2{,}405$, называют (англ. cut-off wavelength). Это пороговая длина, выше которой волокно способно транслировать только одну длину волны. Для передачи информации при длине волны 1,5 мкм используются одномодовые волокна диаметром около 8 мкм.

Максимальное число мод M в волокне возрастает с увеличением радиуса его сердцевины. Для $M >> 1$ действительно примерно следующее:

$$M \approx \frac{V^2}{2}. \qquad (12.52)$$

Так, для волокна с $\alpha = 50$ мкм, $n_1 = 1{,}47$, $n_2 = 1{,}46$ и $\lambda = 0{,}63$ мкм находим число мод $M = 3600$.

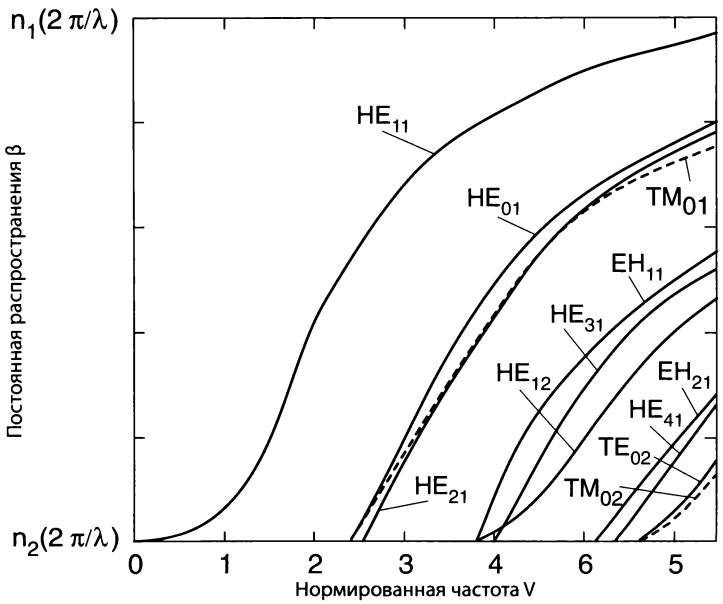


Рис. 12.15. Распространение различных мод в волокне со ступенчатым изменением показателя преломления. Моды: ТЕ — поперечные электрические, ТМ — поперечные магнитные, НЕ, ЕН — продольные электрические и магнитные. Индексы не во всех случаях соответствуют числу нулей в двух направлениях. Основная мода HE_{11} имеет распределение интенсивности, близкое к TEM_{00}-моде, которая возникает при распространении в свободном пространстве

Волокно со ступенчатым изменением показателя преломления

Данное волокно демонстрирует резкий скачок показателя преломления между своей сердцевиной и оболочкой (рис. 12.16а). Диаметры сердцевины могут составлять от нескольких микрометров до 1 мм. При небольшом диаметре сердцевины в волокне распространяется только одна мода, что весьма благоприятно для техники передачи информации, так как в результате дисперсии мод возникают лишь незначительные уширения импульсов. При больших же диаметрах сердцевины возможно одновременное распространение сразу нескольких мод, вследствие чего лазерный луч может иметь разное — в зависимости от направления распространения — время пролета в волокне. В случае передачи информации это приводит к удлинению периода прохождения коротких сигналов. Волокна со ступенчатым изменением показателя преломления используются поэтому для передачи информации только на короткие расстояния, а также находят применение в области обработки материалов и в медицине. При этом излучение высокомощных лазеров — например, на алюмоиттриевом гранате, легированном неодимом, — управляется на расстоянии в несколько метров от места применения. При больших диаметрах сердцевины волокна могут передаваться непрерывные мощности до нескольких киловатт.

Градиентные волокна

Градиентное волокно было создано исходя из необходимости уменьшения дисперсии мод и получения по возможности большей числовой апертуры. Показатель преломления у волокон данного типа непрерывно изменяется между сердцевиной и оболочкой (рис. 12.16б). Благодаря такому градиентному профилю удается частично сравнять разное время пролета отдельных мод. Моды низкого порядка перемещаются преимущественно в центральных зонах с высоким показателем преломления, в результате чего скорость распространения понижается. Но подобная коррекция времени пролета может достигаться только в отношении узких диапазонов длин вол. Это ограничение объясняется дисперсией, то есть зависимостью показателя преломления от длины волны. Градиентные волокна с диаметром сердцевины около 50 мкм используются преимущественно в технике оптоволоконной связи.

Градиентное волокно, имеющее, следовательно, столь же большие диаметры сердцевины, что и прочие многомодовые волокна, позволяет относительно простой ввод лазерного излучения видимого диапазона и соединение отдельных отрезков волокна. С оптической точки зрения, такое волокно ведет себя так же, как и система линз. Поэтому распределение интенсивности в начале волокна периодически воспроизводится в нем, причем (иначе, чем показано на рис. 12.16) эти периоды значительно больше диаметра сердцевины.

Одномодовое волокно

Дальнейшего улучшения характеристики передачи сигналов удается достигнуть путем использования одномодовых волокон. Диаметр сердечника такого волокна

составляет несколько микрометров, поэтому, согласно уравнению (12.51), распространяется только одна мода. Для высших мод превышается угол полного внутреннего отражения, поэтому дисперсия мод исключается, а при использовании лазеров малой ширины полосы частот отпадает и дисперсия, связанная с показателем преломления. Однако одномодовое волокно приемлемо не для всех длин волн. Если длина волны по сравнению с диаметром сердцевины слишком мала, то, по уравнению (12.51), могут иметь место и высшие моды.

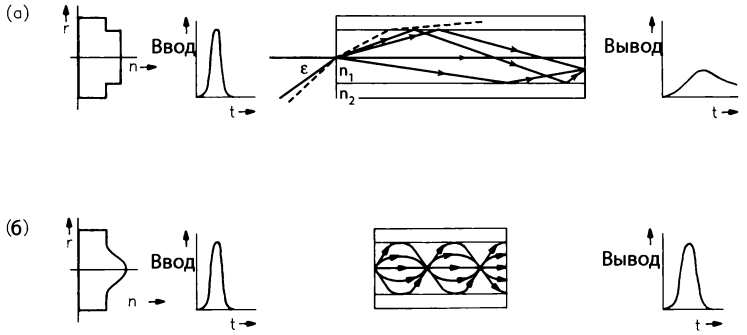


Рис. 12.16. Оптические волокна: **(а)** волокно со ступенчатым изменением показателя преломления, **(б)** градиентное волокно. Показан профиль показателя преломления, а также преобразование формы коротких импульсов при передаче информации

Затухание

Характерное для волокна длиной L пропускание T может быть описано на основе экспоненциальной функции:

$$T = \frac{P}{P_0} = e^{-\alpha L}, \tag{12.53}$$

где P_0 есть входная мощность, P — выходная мощность, α — коэффициент затухания. В волоконной технике применяют дБ-шкалу и следующим образом определяют потери $\bar{\alpha}$:

$$\bar{\alpha} = \frac{10}{\ln 10}\alpha \text{ , дБ/км.} \tag{12.54}$$

Тогда затухание D в волокне будет выглядеть так:

$$D = 10 \log \frac{P_0}{P} = \bar{\alpha} L \text{ , дБ.} \tag{12.55}$$

Зависимость между пропусканием T и затуханием D получают из:

$$T = 10^{-D/10} = 10^{-\bar{\alpha}L/10} \tag{12.56}$$

На рис. 12.17 приведены потери в волокнах из кварцевого стекла. Оптимальное пропускание с $\bar{\alpha} = 0{,}2$ дБ/км достигается при $\lambda = 1{,}55$ мкм. Таким образом, пользуясь уравнением (12.56), через 100 км длины волокна получаем пропускание $T = 1$ % и показатель поглощения $\alpha = 5 \cdot 10^{-7}$ см$^{-1}$.

С учетом минимума потерь примерно при 1,55 мкм этот диапазон длин волн используется для оптической передачи информации.

В качестве усилителей для стекловолоконных передающих линий находят применение достаточно широкополосные легированные волоконные усилители. Они состоят из кварцевых волокон длиной в несколько десятков метров, легированных эрбием (концентрация 10^{-18}–10^{-19} см^3). Накачка осуществляется лазерными диодами с длиной волны 980 нм; альтернативная длина волны накачки составляет около 1480 нм. Усиление находится на уровне 30 дБ, что соответствует коэффициенту усиления 1000, причем усилители насыщены примерно при 10 мВт выходной мощности.

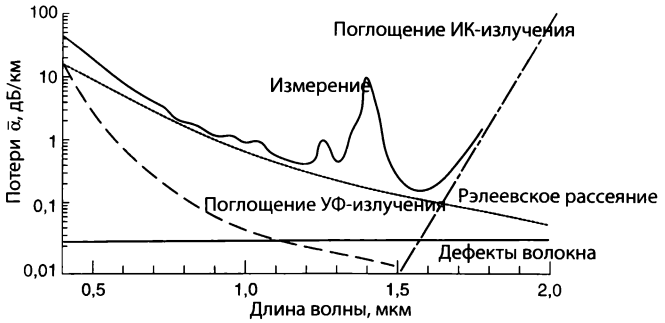


Рис. 12.17. Потери в волокнах из кварцевого стекла в зависимости от длины волны. Сильное поглощение около 1,4 мкм вызывается загрязнениями — например, водой (OH^--группа)

Материалы для изготовления волокон

Кварцевые волокна (SiO_2) используются в ближнем ультрафиолетовом, видимом и ближнем инфракрасном диапазонах с длиной волны до 2 мкм. В длинноволновой области поглощение здесь довольно сильное (рис. 12.17), поэтому в среднем ИК-диапазоне они применяться не могут. Поиск новых волоконных веществ для лазеров от 3 до 10 мкм сосредоточен на следующих группах: окислы тяжелых металлов, халькогениды и галиды тяжелых металлов. Из последней группы представляется особенно перспективным фторсодержащее стекло для диапазона длин волн от 2 до 5 мкм — например, для медицинских лазеров на эрбии. Для CO_2-лазеров вполне годятся таллий-бромидные волокна примерно до 20 Вт. При более высоких мощностях используются полые волокна (с продольным воздушным каналом). Их сердцевина состоит из воздуха, а оболочка чаще всего из кварцевого стекла, легированного PbO. Для многих применений — в частности, в медицине или в системах передачи информации на короткие расстояния — можно рекомендовать также волокна из пластмассы.

Фотонные кристаллические волокна

Фотонные кристаллические волокна имеют сердцевину из кварцевого стекла, окруженную регулярной структурой аксиальных полых цилиндров (рис. 12.18). В про-

цессе изготовления капилляры и стержни из стекла вытягиваются при высоких температурах, причем в капилляры задувается сжатый воздух. Полученная регулярная структура полых цилиндров называется фотонным кристаллом — в соответствии с регулярной структурой атомов в нормальном кристалле.

Эффективный показатель преломления оболочки n_2 определяется соотношением диаметра d и интервалом Λ между капиллярами. Эта зависимость длины волны λ (дисперсия n_2) выражена через нормированную длину волны λ/Λ (рис. 12.19). Аналогично уравнению (12.50) формируется нормированная частота V, причем в этом уравнении радиус α заменяется на Λ. В соответствии с уравнением (12.51) в фотонном кристаллическом волокне одномодовый режим наступает при $V < \pi$. В случае $d/\Lambda > 0{,}45$ волокно становится одномодовым даже независимо от λ. Преимущество фотонных кристаллических волокон состоит в том, что здесь эффективный показатель преломления вещества n_2 может устанавливаться на основе геометрических условий. Кроме того, удается получать поле моды большого диаметра, что весьма благоприятно для передачи высоких мощностей.

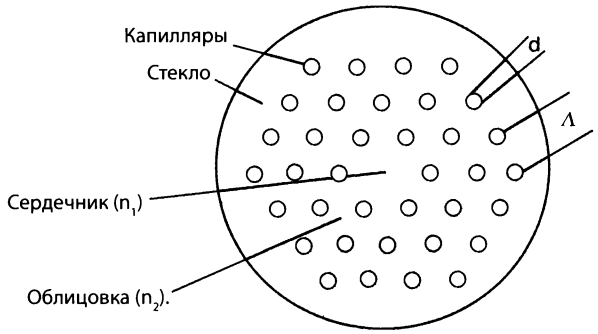


Рис. 12.18. Пример фотонного кристаллического волокна. Сердечник состоит из кварцевого стекла без капилляров (показатель преломления n_1) и окружен заполненными воздухом капиллярами диаметром d (эффективный показатель преломления n_2). Интервал между капиллярами = Λ

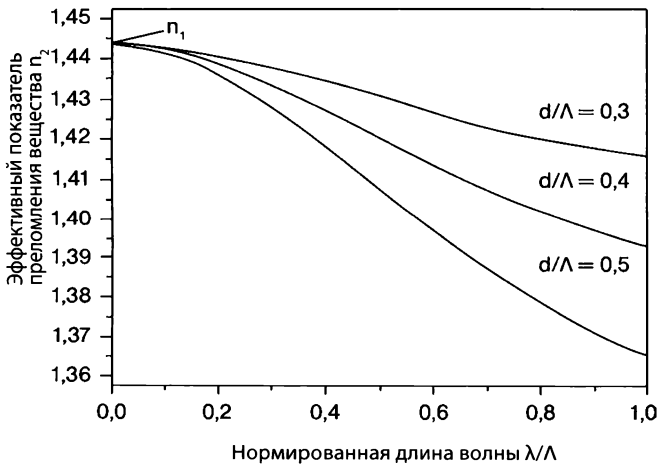


Рис. 12.19. Эффективный показатель преломления облицовки n_2 фотонного кристаллического волокна зависит от соотношения d/Λ и нормированной длины волны λ/Λ (см. также рис. 12.18). Сердечник свободен от капилляров и имеет эффективный показатель преломления n_1

12.7. Оптические материалы

Лазеры генерируют излучение в диапазоне от ультрафиолетовой области спектра через видимую зону и до инфракрасной области спектра. Для изготовления линз, призм, окон и зеркал используют поэтому большое число самых разных материалов. Длины волн, при которых применяемые вещества прозрачны, зависят от их внутренней энергетической структуры. Поглощение происходит, когда под действием света может осуществляться переход из основного состояния энергии на вышележащий уровень (см. здесь также главу 1). Не существует сред, способных пропускать все частоты или любые длины волн. В качестве примера на рис. 12.20 показано поглощение в кварцевом стекле как функция длины волны. При 9 мкм происходит сильное поглощение в результате колебаний решетки, а при 0,035 мкм — поглощение на основе электронных переходов. Следует иметь в виду, что в зоне линий поглощения показатель преломления также сильно изменяется. Перечень разных оптических материалов приведен в таблице 12.1.

Таблица 12.1. Свойства оптических материалов

Материал		Область пропускания, мкм	Показатель преломления n	Применение
Фторид бария	(BaF_2)	0,2–11	1,51–1,39	до 800 °C
Борсиликатное стекло BK7		0,4–1,4	1,53–1,48	стандартное стекло
Теллурид кадмия	(CdTe)	1–25	2,4–2,7	CO_2-лазер
Фторид кальция	(CaF_2)	0,15–9	1,5–1,3	УФ-, ИК-диапазон
Арсенид галлия	(GaAs)	2,5–16	3,3– 2,1	CO_2-лаазер
Германий	(Ge)	2–12	4,1–4,0	ИК-диапазон
Сульфид цинка	(ZnS)	0,3–13	2,7– 2,3	напыляемые
Фторид магния	(MgF_2)	0,15–7	1,4	слои
Кварцевый кристалл	(SiO_2)	0,15–2,5	двоякопреломляющий	
Кварцевое стекло	(SiO_2)	0,15–3,5	1,5–1,4	стекловолокна
Кремний	(Si)	1,1–7	3,5–3,4	ИК-диапазон
Селенид цинка	(ZnSe)	0,6–22	2,5–2,3	CO_2-лазер

Ультрафиолетовая область спектра

Ультрафиолетовый спектр простирается от границы видимой области при 400 нм до нескольких нанометров, причем существуют важные в техническом отношении коммерческие лазеры примерно до 150 нм. Лазеры с более короткими длинами волн находят применение лишь в немногих лабораториях.

Для ближнего УФ-диапазона (300–400 нм) предлагается множество видов оптических стекол. Специальные кварцевые стекла обладают пропусканием на уровне ниже 200 нм. Для еще более коротких длин волн примерно до 100 нм могут использоваться: фторид магния, фторид кальция или фторид лития. Проблемы с материалами обычно возникают в случае более коротких длин волн — из-за повышения энергии фотонов. В результате этого могут возбуждаться электроны из внутренних

оболочек атомов, что вызывает усиление поглощения. Атмосфера воздуха начиная от 150 нм непрозрачна. Область спектра ниже этого уровня называют поэтому вакуумной УФ-зоной. Инертные газы с высокой энергией ионизации несколько прозрачнее воздуха. Гелий с самой мощной энергией связи обеспечивает пропускание до 56 нм. Пока не известны прозрачные твердые тела, пригодные для вакуумной ультрафиолетовой области спектра ниже 100 нм. Рентгеновское же излучение с еще более короткой длиной волны способно проникать через самые разные среды.

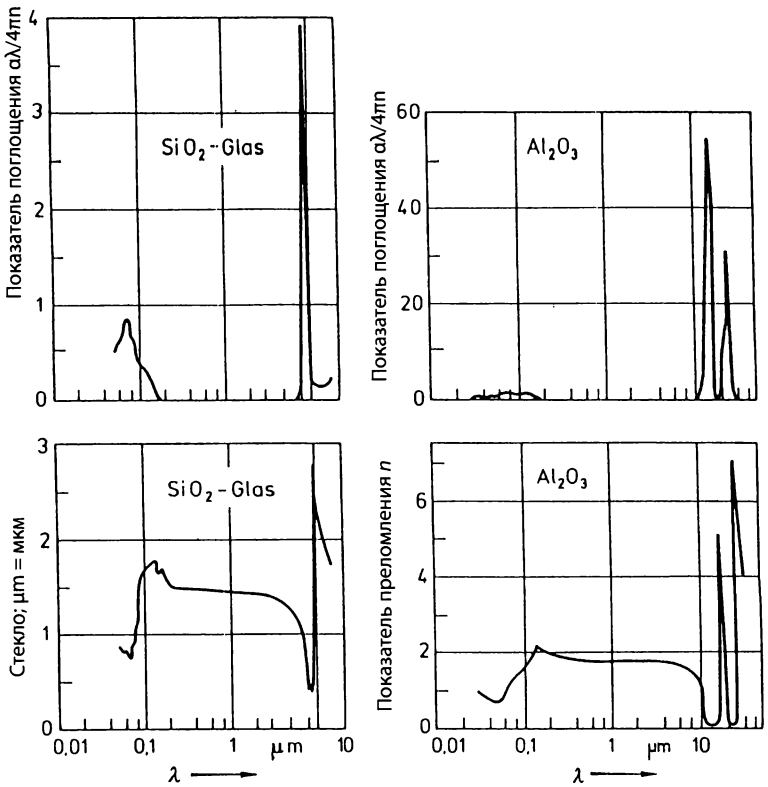


Рис. 12.20. Поглощение и дисперсия оптических материалов как функция длины волны λ. Показатель поглощения выражен через αλ/4πn, где α есть коэффициент поглощения

При высоких плотностях энергии излучения оптические материалы рискуют получить серьезные повреждения. Соответствующие пороги в УФ-области ниже, чем при других длинах волн, особенно у зеркальных и противоотражающих слоев.

Видимая область спектра

Видимое излучение относится к длинам волн от 400 нм до 700 нм. В этом диапазоне в качестве оптического материала находит применение, в частности, силикатное стекло. Оно отличается высокой прозрачностью, стойкостью и низкой себесто-

имостью. Прозрачность такого рода веществ достигает инфракрасной области спектра при 1,5 или 2 мкм, так что, например, для неодимового лазера при 1,06 мкм могут использоваться обычные оптические системы.

Инфракрасная область спектра

Для инфракрасной области спектра разработан целый ряд материалов примерно на уровне длин волн, при которых воздух прозрачен, то есть от 1 до 2 мкм (ближний ИК-диапазон), от 3 до 5 мкм (средний ИК-диапазон) и от 8 до 12 мкм (тепловой ИК-диапазон). До 2 мкм могут использоваться многие вещества видимого излучения. На 3–5-микрометровую зону приходятся полосы поглощения воздуха. В этой области генерируют излучение химические лазеры и CO-лазеры, а в более низком ИК-диапазоне около 10 мкм функционирует CO_2-лазер. Важное место среди материалов для инфракрасной области спектра занимают фториды и полупроводники (германий, арсенид галлия и др., см. таблицу 12.1). Полупроводники в видимой области спектра в большинстве своем непрозрачны. Вместо фторидов применяют и другие галогениды — в частности, поваренную соль NaCl. Подобные среды в большей или меньшей степени гигроскопичны. Особые требования предъявляются к материалам для оптических волокон в инфракрасной области спектра — например, для CO_2-лазера либо медицинских 3-мкм-лазеров. В настоящее время изучаются для этой цели халькогенидные стекла — например, As- или Ge-селениды и теллуриды, а также поликрасталлические галогениды (AgCl илиAgBr). Частично находят применение металлические либо стеклянные полупроводники.

ЗАДАЧИ

12.1. **(а)** Доказать для TEM_{00}-моды, что в месте радиуса пучка (ω) интенсивность упала на 13 %. **(б)** Как высока интенсивность при $r = 2\omega$?

12.2. Доказать, что у гауссова пучка 86,5 % мощности лазерного излучения находится в пределах радиуса ω.

12.3. Допустим, для лазерного пучка (TEM_{00}) диаметром 0,7 мм измеряется мощность 40 мВт. Каковы будут средняя и максимальная плотности мощности?

12.4. TEM_{00}-мода выражена через гауссов профиль: $I/I_{макс} = \exp(-2r^2/\omega^2)$. Какова величина $I_{макс}$ у лазера мощностью P и с радиусом пучка ω?

12.5. Гелий-неоновый лазер длиной 1 м имеет на выходном зеркале радиус пучка $\omega = 0{,}3$ мм. Резонатор состоит из двух зеркал с одинаковыми радиусами кривизны. Каково наименьшее поперечное сечение (шейка) пучка?

12.6. Доказать, что гауссов пучок с фиксированной длиной волны определяется исключительно через радиус его шейки.

12.7. **(а)** Каков угол дивергенции гелий-неонового лазера (TEM_{00}) с диаметром шейки 0,7 мм? **(б)** Изобразить на схеме профиль пучка и отметить его диаметр.

12.8. Лазерный пучок (основная мода) с радиусом ω_0 и (половинным) углом дивергенции $\theta = \lambda/(\pi\omega_0)$ фокусируется линзой с фокусным расстоянием f. Доказать, что для радиуса пучка в фокальном пятне ω' имеет силу выражение: $\omega' = f\lambda/(\pi\omega_0)$. Рассмотреть с точки зрения геометрической оптики разные параллельные пучки с наклоном под углом дивергенции θ.

12.9. **(а)** Каким будет фокус Ar-лазерного луча с диаметром 2 мм на сетчатке глаза? **(б)** Какова плотность мощности на сетчатке глаза при мощности лазерного излучения 1 Вт (f глаза = 25 мм, $\lambda = 488$ нм)?

12.10. Гауссов пучок выражен через положение и размер шейки. Пользуясь линзой с фокусным расстоянием f, надо таким образом трансформировать пучок, чтобы его шейка ω'_0 оказалась на расстоянии D от места нахождения шейки ω_0. **(а)** Каким фокусным расстоянием должна обладать используемая линза? **(б)** На каком расстоянии α от местоположения шейки ω_0 должна быть установлена данная линза? **(в)** Вычислить в качестве числового примера: $\omega_0 = 0{,}6$ мм; $\omega'_0 = 0{,}2$ мм; $\lambda = 1{,}06$ мкм; $D = 5$ см.

12.11. Пучок CO_2-лазера (диаметр 10 мм, TEM_{00}-мода, генерация в непрерывном режиме, мощность1 кВт) фокусируется линзой ($f = 15$ см). Рассчитать в фокусе: диаметр пучка, среднюю плотность мощности и глубину резкости. Составить схему прохождения луча и изобразить его профиль.

12.12. Рассчитать оптическую систему для гелий-неонового лазера, у которого пучок расширяется с 0,7 см до 2 см. Как выглядела бы такая система для твердотельного лазера с модулируемой добротностью?

12.13. Вычислить для гелий-неонового лазера (диаметр пучка 1мм) диаметр диафрагмы для фильтра пространственных частот, снабженного объективом с увеличением 40х.

12.14. Выполнить расчет оптической системы для расширения пучка гелий-неонового лазера, благодаря которой до Луны дошел бы луч диаметром 100 м (дальность $\approx 480\,000$ км).

12.15. Допустим, для имеющегося волокна характерно затухание 10 дБ/км (50 дБ/км). Определить пропускание для волокна длиной 2 м.

12.16. Лазерный пучок передается по волоконной линии (затухание: 0,03 $м^{-1}$). **(а)** Каким будет пропускание через 10 м и через 100 м? **(б)** Укажите затухание в дБ/км.

12.17. Опишите систему ввода излучения неодимового лазера мощностью 100 Вт (1,06 мкм, диаметр 5 мм) в волокно с диаметром сердечника 0,1 мм. Вычислите: **(а)** диаметр фокуса, **(б)** длину фокуса, **(в)** плотность мощности на входной поверхности волокна, **(г)** сравните максимальный входной угол с апертурой волокна (показатели преломления 1,55 и 1,50).

12.18. Какова должна быть длительность лазерного импульса мощностью 100 кВт, чтобы луч мог пройти по волокну диаметром 0,6 мкм? (порог прочности $H = 20$ Дж/см^2)?

(а) Как велика максимальная энергия импульсов лазера на алюмоиттриевом гранате, легированном неодимом, передаваемая по волокну диаметром 50 мкм? Порог прочности зависит от длины волны и составляет при 1,06 мкм около 60 Дж/см^2. **(б)** Какова соответствующая импульсная мощность при нормальных импульсах и импульсах с модуляцией добротности длительностью 10 мкс и 10 нс?

ГЛАВА 13

ОПТИЧЕСКИЕ РЕЗОНАТОРЫ

Свет, проходящий в лазере в прямом и обратном направлениях между зеркалами, образует стоячие волны, имеющие определенные пространственные распределения напряженностей электрического поля. Эти распределения известны как типы колебаний, или моды оптического резонатора.

Для разных мод приняты обозначения типа TEM_{mnq} как сокращенное название для волн с напряженностью поперечного электрического и магнитного полей. При этом m и n означают число нулей распределения напряженности поля на зеркалах в прямоугольной либо полярной системах координат, а q показывает число максимумов напряженности поля на оси лазера. Чаще всего интерес представляет лишь распределение напряженности поперечного поля, выраженное через TEM_{mn}, причем m и n показывают распределение интенсивности на поперечном сечении лазерного пучка. Распределение напряженности поля в направлении оси лазера именуется также аксиальной, или продольной модой. Каждая мода, отличающаяся своими значениями m, n, q, обладает иной частотой света.

13.1. Резонатор с плоскими зеркалами

Классический резонатор Фабри — Перо, образованный двумя плоскопараллельными зеркалами, был использован, в частности, при создании первого рубинового лазера. У лазерных диодов активная зона ограничивается параллельными поверхностями щели с образованием в полупроводниковом кристалле резонатора Фабри — Перо. Такого рода резонатор называют также интерферометром, или эталоном Фабри — Перо.

Аксиальные моды

Между зеркалами резонатора происходит отражение света в прямом и обратном направлениях с образованием плоских стоячих волн, или аксиальных мод (рис. 13.1). Длина резонатора L есть, следовательно, целочисленное кратное половины длины волны $\lambda_q/2$:

$$L = q\frac{\lambda_q}{2}, \text{ где q} = 1, 2, 3,... \tag{13.1}$$

Для частоты $f_q = c/\lambda_q$ аксиальной моды отсюда следует:

$$f_q = q\frac{c}{2L} \tag{13.2}$$

Расстояние между двумя модами составляет:

$$\Delta f = f_q - f_{q-1} = \frac{c}{2L} \tag{13.3}$$

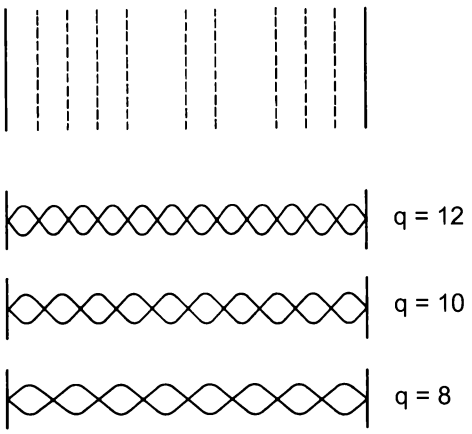


Рис. 13.1. Фазовые поверхности и распределения напряженности поля аксиальных мод в резонаторе, образованном плоскими зеркалами

Сегмент («вырез») из эквидистантного спектра частот аксиальных мод для постоянной длины L представлен на рис. 13.2 вместе с коэффициентом усиления $G(f)$, выраженным через форму линии. В лазере генерируются моды, для которых выполнено условие порогового значения $GRT \geq 1$ (2.28). Если коэффициент отражения зеркала R и коэффициент пропускания резонатора T лишь в незначительной степени зависят от частоты, то диапазон лазерных частот при $GRT \geq 1$ ориентировочно определен шириной линии. У гелий-неонового лазера с резонатором длиной 30 см и шириной линии $\Delta f_L = 1{,}5$ ГГц появляется тогда до трех мод: $n \approx \Delta f_L / \Delta f = 3$.

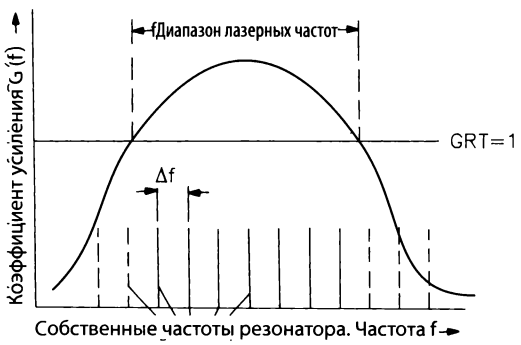


Рис. 13.2. Спектры аксиальных мод и коэффициент усиления лазера

В соответствующем твердотельном лазере на рубиновом стержне с $\Delta f_L = 330$ ГГц образуется около 700 мод.

Известно, что длина резонатора L обнаруживает статистические флуктуации, значит, частота моды лазера не постоянна. Причиной изменений геометрической и оптической длин резонатора могут быть, например, колебания температуры и

давления, механические сотрясения и вибрации, а также варьирование показателя преломления активной среды. В хороших коммерческих гелий-неоновых лазерах флуктуации частоты моды достигают иногда порядка $\Delta f' = L|\Delta f'|/f < 1$ нм, причем $L \approx 0{,}5$ м, а $f \approx 5 \cdot 10^{14}$ Гц.

Потери резонатора

Когда тот или иной резонатор (например, интерференционный фильтр) облучается светом, то возбуждение стоячих волн возможно и в случае некоторого отклонения от резонансной частоты f_q. Допустимое отклонение выражено через потери моды, включающие в себя потери на дифракцию (δ_B), на поглощение (δ_D) и на отражение (δ_R):

$$\delta = \delta_R + \delta_D + \delta_B. \tag{13.4}$$

Потери на отражение от зеркал составляют:

$$\delta_R = 1 - R, \tag{13.5}$$

где R есть коэффициент отражения (одинаковых) зеркал.

Потери на поглощение δ_D вычисляются по формуле:

$$\delta_D = 1 - e^{-L\alpha} \approx L\alpha, \tag{13.6}$$

причем α есть коэффициент поглощения вещества между зеркалами.

Дифракционные потери δ_B в случае зеркал бесконечных размеров равны нулю. У зеркал конечных размеров они показывают отношение мощности, проходящей мимо ограниченного зеркала с $R = 1$, к поступающей мощности циркулирующей в резонаторе волны.

Потери δ обуславливают конечную полуширину df моды:

$$df = \frac{c\delta}{2\pi L} = \frac{f}{Q}, \tag{13.7}$$

где Q обозначается как «добротность» (англ. quality).

Избирательность F отображает межмодовый интервал Δf, деленный на полуширину моды df:

$$F = \Delta f/df = \pi/\delta. \tag{13.8}$$

Это отношение имеет значение, например, при расчете эталона для частотной селекции, причем для δ необходимо учитывать преимущественно лишь потери на отражение.

13.2. Резонатор с вогнутыми зеркалами

Резонаторы для лазеров создаются в большинстве случаев с применением вогнутых зеркал, как будет показано в п.13.3. В таком резонаторе имеют место распределения поля, соответствующие описанным в предыдущей главе пучкам Эрмита — Гаусса. Особый интерес представляет основная мода TEM_{00}. Она характеризуется положением

шейки пучка, а также радиусом наименьшего поперечного сечения ω_0 (рис. 13.3). Относящийся сюда гауссов пучок отличается тем, что радиусы кривизны зеркал R_1 и R_2 равны радиусам кривизны волновых фронтов. Это соответствует характеристике резонатора с плоскими зеркалами бесконечного размера, в котором основная мода есть плоская волна, чьи фазовые поверхности также совпадают с поверхностью зеркал.

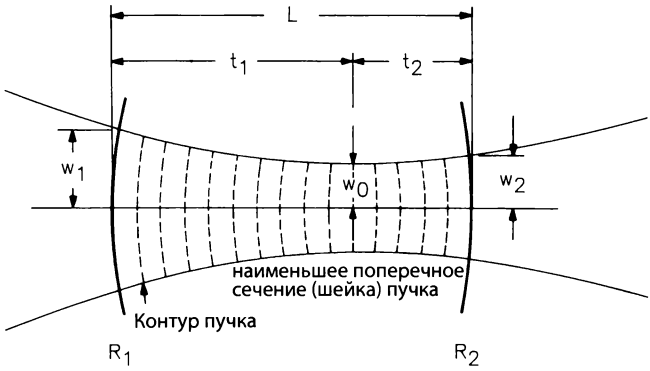


Рис. 13.3. Согласование гауссова пучка с резонатором, образованным вогнутыми зеркалами

На основе радиусов зеркал R_1 и R_2 и расстояния между зеркалами (= длина резонатора лазера) L можно вычислить радиусы ω_1 и ω_2 распределений напряженности поля на зеркалах. С этой целью вводятся комплексные параметры пучка q_1 и q_2 на зеркалах согласно уравнению (12.10):

$$\frac{1}{q_1} = \frac{1}{R_1} - \frac{i\lambda}{\pi\omega_2^2}, \tag{13.9}$$

$$\frac{1}{q_2} = \frac{1}{R_2} - \frac{i\lambda}{\pi\omega_2^2} \tag{13.10}$$

Оба параметра пучка связаны согласно уравнению (12.7) следующим образом:

$$q_2 = q_1 + L. \tag{13.11}$$

Из уравнений (13.9) и (13.11) могут быть исключены q_1 и q_2, и тогда получается комплексное уравнение, которое после разделения на действительную и мнимую части дает два уравнения для определения ω_1 и ω_2. Решение для ω_1 имеет вид:

$$\omega_1^4 = \left(\frac{\lambda R_1}{\pi}\right)^2 \frac{R_2 - L}{R_1 - L}\left(\frac{L}{R_1 + R_2 - L}\right). \tag{13.12}$$

Решение для ω_2 получают простой заменой индекса 1 на индекс 2.

Вместо радиусов кривизны R_1 и R_2 иногда используются параметры зеркал:

$$g_1 = 1 - L/R_1 \text{ и } g_2 = 1 - L/R_2. \tag{13.13}$$

Величины R_1 и R_2 считаются положительными, если вогнутая сторона зеркала обращена внутрь, в противном случае они будут иметь отрицательные значения. Тогда с учетом уравнения (13.12) получаем:

$$\frac{1}{\omega_1^4} = \left(\frac{\pi}{\lambda L}\right)^2 \frac{g_1}{g_2}(1 - g_1 g_2). \tag{13.14}$$

Радиус ω_2 вычисляется по уравнениям (13.12) или (13.14) после замены индекса 1 на индекс 2 либо по формуле:

$$g_1\omega_1^2 = g_2\omega_2^2 \tag{13.25}$$

Расстояние t_1 зеркала R_1 от шейки пучка и радиус пучка ω_0 вычисляются аналогично уравнениям (13.10) с $R_0 = \infty$ и (13.11) из:

$$q_1 = q_0 + t_1 = \frac{i\pi\omega_0^2}{\lambda} + t_1. \tag{13.16}$$

В результате подстановки в уравнение (13.9) с разделением на реальную и мнимую части имеем:

$$t_1 = \frac{L(R_2 - L)}{R_1 + R_2 - 2L} = \frac{g_2(1 - g_1)L}{g_1 + g_2 - 2g_1g_2}, \text{ где } t_2 = L - t_1 \tag{13.17}$$

и

$$\omega_0 = \left(\frac{L\lambda}{\pi}\right)^{1/2} \left(\frac{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}{(g_1 + g_2 - 2g_1 g_2)^2}\right)^{1/4} \tag{13.18}$$

Уравнение для ω_1 (13.4) дает реальные решения только при $0 \le g_1 g_2 \le 1$. За пределами этого диапазона резонаторы неустойчивы.

Для характеристики коммерческого лазера указываются как радиус пучка ω_1 или ω_2 на выходном зеркале, так и угол дивергенции θ. Последний можно вычислить на основе ω_0 с применением уравнения (12.15):

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi\omega_0}. \tag{13.19}$$

Дополнительно следует принимать во внимание возможное фокусирующее действие выходного зеркала.

Высшие поперечные моды

Основная мода TEM_{00} отличается тем, что здесь поперечно направлению луча возникает гауссов профиль. При высших поперечных модах имеют место сложные распределения интенсивности, причем, в силу интерференционных эффектов, напряжения минимального излучения (нули) отмечаются поперечно направлению пучка. Для вычисления напряженности электрического поля и, следовательно, интенсивности предлагается прибегнуть к решению волнового уравнения, описанному в главе 12.

Распределение поля поперечных мод зависит от того, используются при этом круглые или прямоугольные зеркала. В случае прямоугольной геометрии индексы m и n в TEM_{mnq} показывают число нулей в направлении осей x и y. При круговой симметрии они обозначают нули в направлении r и ϕ (полярные координаты). Распределение электрического поля в определенный момент времени показано на рис. 13.4. Структура поперечных мод не зависит от индекса q продольных мод.

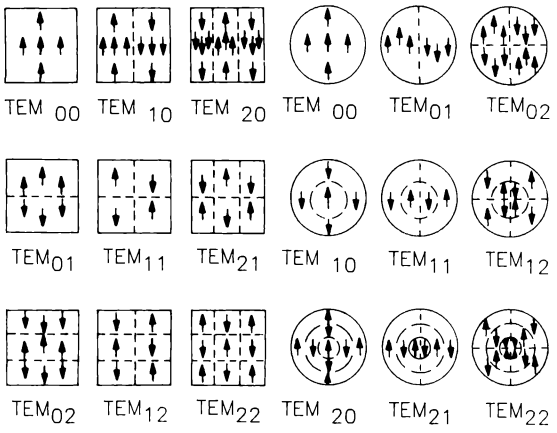


Рис. 13.4. Векторы поля поперечных мод для круглых и квадратных зеркал (по данным Кёхнера). Во второй половине периода генерации векторы электрических и магнитных полей меняют свое направление на обратное

Распределение интенсивности при прямоугольных зеркалах показывает рис. 13.5. В соответствии с уравнением (12.25), при $\xi = x/\omega$ и $\eta = y/\omega$ в представленном здесь двухмерном варианте оно выражается через:

$$I_{mn}(x, y) \sim H_n^2(\xi)\, H_m^2(\eta) \exp(-2(\xi^2 + \eta^2)). \qquad (13.20)$$

Эрмитовы полиномы указаны сразу после уравнения (12.25), ω есть эффективный радиус моды TEM_{00} (рис. 12.2).

В случае круглых зеркал распределение интенсивности I_{pl} поперечной моды *p*, *l* выражено через:

$$I_{pl}(r, \phi) = I_{0\rho}^{l}(L_p^l(\rho))^2 \cos^2(l\phi) \exp(-\rho), \qquad (13.21)$$

где $\rho = 2r^2/\omega^2$.

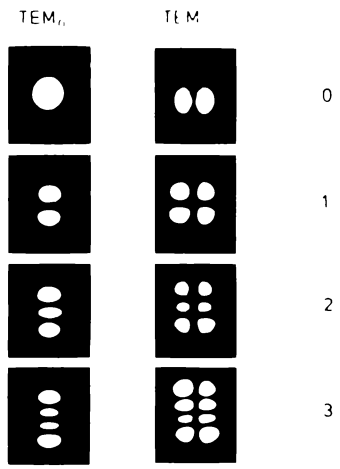


Рис. 13.5. Экспериментальное распределение интенсивности нескольких поперечных мод в прямоугольной симметрии

Распределение интенсивности I_{00} вновь дает гауссов профиль в качестве основной моды, причем ω есть радиус пучка; $L^0_p(\rho)$ относится к обобщенному полиному с:

$$L^1_0(\rho)=1;\quad L^0_1(\rho)=1-\rho;\quad L^0_2(\rho)=1-2\rho+\left(\frac{1}{2}\right)\rho^2 \tag{13.22}$$

Распределение интенсивности для аксиально-симметричных мод TEM_{00}, TEM_{10} и TEM^*_{01} показано на рис. 13.6. Индекс (*) означает, что речь идет о наложении двух повернутых на 90° мод с одинаковым индексом, что дает в итоге радиально-симметричное распределение.

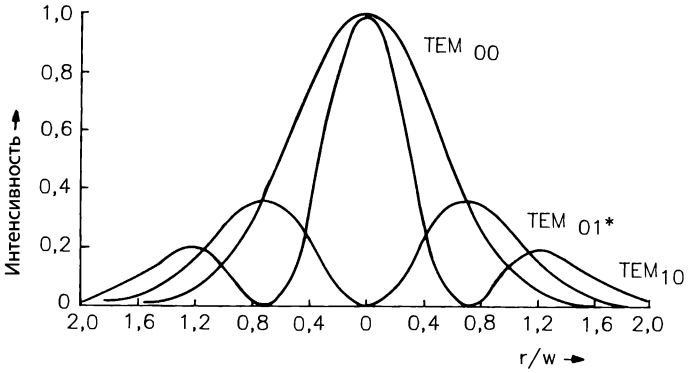


Рис. 13.6. Радиальное распределение интенсивности мод TEM_{00}, TEM^*_{01} и TEM_{10} с радиальной симметрией (по данным Кёхнера). TEM^*_{01} образуется в результате наложения двух TEM_{01}-мод

Радиус пучка увеличивается с возрастанием порядка *p, l* мод. На основе уравнения (13.21) для радиуса пучка и расходимости высших мод имеем:

$$\omega_{pl}=\omega\sqrt{2p+l+1}\quad\text{и}\quad\theta_{pl}=\theta\sqrt{2p+l+1}. \tag{13.23}$$

Фото на рис. 13.7 демонстрирует наложение разных поперечных мод, наблюдаемое в лазере без контроля модового состава.

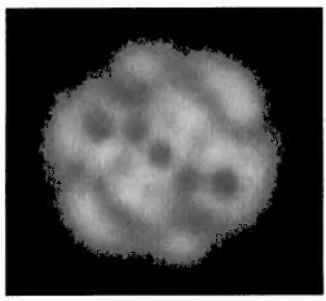


Рис. 13.7. Наложение поперечных мод в лазере без селекции мод

Для частоты мод *p, l, q* теоретически получается:

$$f_{plq}=c/2L\left[q+\pi^{-1}(p+2l+1)\arccos\sqrt{g_1g_2}\right]. \tag{13.24}$$

Для вычисления частот прямоугольных мод надо p заменить на m, а $2l$ — на n. Примеры спектров мод приведены на рис. 13.8. При резонаторах с плоскими зеркалами ($g_1=g_2=0$) уравнение (13.24) для TEM_{00} переходит в $f_q=qc/2L$ (уравнение 13.2). При резонаторах с вогнутыми зеркалами «длина резонатора» уменьшается по мере увеличения расстояния относительно оси, что приводит к повышению частоты.

13.3. Типы резонаторов

Ниже мы рассмотрим несколько специальных конфигураций, которые достаточно часто используются на практике. С точки зрения конструктивного исполнения резонатор задается через расстояние L и радиусы зеркал R_1 и R_2 (рис. 13.9). Радиусы пучков ω_1, ω_2 TEM_{00}-моды на обоих зеркалах можно определить с помощью уравнений (13.12) — (13.15). Радиус наименьшего поперечного сечения (шейки) пучка ω_0 вычисляется по уравнению (13.18), положение шейки выводят из уравнения (13.17).

Симметричные резонаторы имеют зеркала с равными радиусами кривизны: $R=R_1=R_2$. Для радиусов пучков на обоих зеркалах ω_1 и ω_2 имеет силу следующее:

$$\omega_1^2=\omega_2^2=\frac{\lambda R}{\pi}\sqrt{\frac{L}{2R-L}}. \tag{13.25}$$

Шейка пучка приходится на середину резонатора и обладает радиусом ω_0:

$$\omega_0^2=\frac{\lambda}{2\pi}\sqrt{L(2R-L)}. \tag{13.26}$$

Для симметричного резонатора с большим радиусом зеркал $R >> L$ находим радиусы пучка на обоих зеркалах и в наименьшем поперечном сечении:

$$\omega_1^2\approx\omega_2^2\approx\omega_0^2\approx\frac{\lambda}{\pi}\sqrt{\frac{RL}{2}}. \tag{13.27}$$

Радиус пучка в лазере практически не изменяется. Для частот отдельных мод получаем спектр согласно рис. 13.8. По уравнению (13.24), частотный интервал поперечных мод мал по сравнению с частотным интервалом продольных мод.

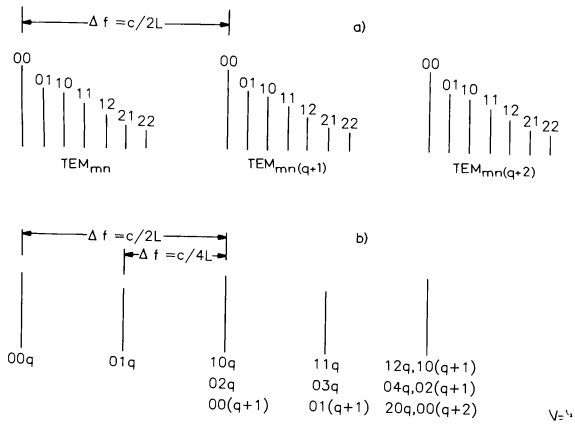


рис. 13.8. Частоты поперечных мод: (**а**) при большом радиусе кривизны зеркал и (**б**) при конфокальном резонаторе

Симметричный конфокальный резонатор выражен через $R = R_1 = R_2 = L = 2f$. Фокусы зеркал с фокусным расстоянием $f = R/2$ совпадают в середине резонатора. Радиусы пучка $\omega_1 = \omega_2$ минимальны по сравнению с другими резонаторами при заданной длине L:

$$\omega_1 = \omega_2 = \sqrt{\lambda L/\pi} \quad \text{и} \quad \omega_0 = \omega_1/\sqrt{2}. \tag{13.28}$$

Спектр частот f_{mnq} получают из уравнения (13.24) при $g_1 = g_2 = 0$:

$$f_{mnq} = (2q + m + 2n + 1)\, c/4L. \tag{13.29}$$

Этот спектр обозначают как «вырожденный», поскольку различные моды обнаруживают одинаковую частоту (см. рис. 13.8).

Конфокальные резонаторы могут иметь и разные радиусы зеркал, тогда длина резонатора выражается через:

$$R_1/2 + R_2/2 = f_1 + f_2 = L. \tag{13.30}$$

Асимметричные конфокальные резонаторы имеют параметры зеркал g_1 и g_2 с разными знаками, то есть $g_1 g_2 < 0$. Поэтому они находятся в неразрешенных зонах диаграммы устойчивости (см. рис. 13.10).

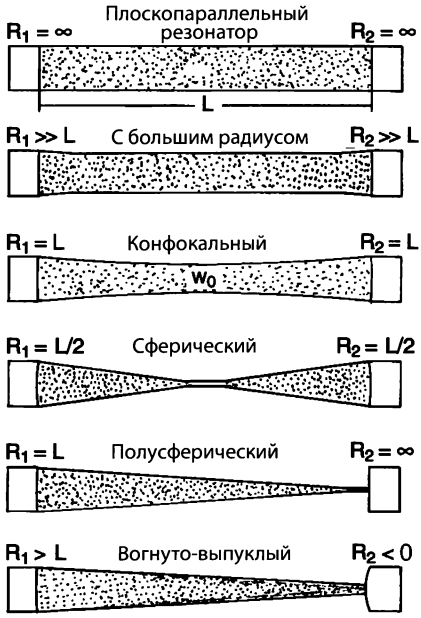


Рис. 13.9. Разные конфигурации резонаторов

Сферический резонатор выражен через $R = R_1 = R_2 + L/2$. Здесь поверхности зеркал располагаются на общей сфере. Основная мода соответствует классической сферической волне. На зеркалах радиус пучка достаточно велик, в то время как в середине резонатора имеет место дифракционно-ограниченный фокус. Поскольку в данном случае центры кривизны поверхности зеркал совпадают, такой резонатор называют также концентрическим.

Для плосковогнутого резонатора с одним плоским зеркалом получают шейку пучка как раз на этом зеркале. Такой резонатор ведет себя в соответствии со схемой для двух одинаковых вогнутых зеркал длиной $2L$, когда он дополняется своим зеркальным отражением. Особый случай демонстрирует полусферический резонатор с $R_1 = L$, $R_2 \to \infty$, который при $\omega_2 \to 0$ дает дифракционно-ограниченную точку на плоском зеркале. Дифракционные потери при таком варианте довольно значительны, поскольку $\omega_1 \to \infty$. Тогда представляется более благоприятным выбрать R несколько больше, чем L.

Вогнуто-выпуклые резонаторы отличаются большим объемом основной моды при относительно короткой конструктивной длине, так что и для резонаторов этого типа при $R_2 > 0$ существуют устойчивые зоны. На границе устойчивости находится, далее, концентрический резонатор подобного типа, у которого центры кривизны обоих зеркал совпадают. Здесь имеет силу следующее: $R_1 > L$ и $R_2 = L - R_1 < 0$. В п.13.4 приводится характеристика неустойчивого вогнуто-выпуклого резонатора.

Плоскопараллельный резонатор используется мало — преимущественно, в сочетании с активной средой лазера, обладающей высоким оптическим усилением. Если этого усиления не достаточно, плоскопараллельные резонаторы с трудом поддаются юстировке.

Диаграмма устойчивости

Как видно из уравнения (13.14), действительные значения для ω_1 можно получить лишь в случае выполнения условий, отвечающих критерию устойчивости:

$$0 \le g_1 g_2 \le 1. \qquad (13.31)$$

Величины g_1 и g_2, разрешенные согласно этому уравнению, могут быть представлены в диаграмме устойчивости (см. рис. 13.10). Резонаторы, выполняющие условие согласно уравнению (13.31), считаются устойчивыми, или стабильными.

В устойчивых резонаторах существует основная мода в форме гауссова пучка, и световая энергия остается сконцентрированной в довольно узкой зоне вокруг оси резонатора. Поэтому в случае зеркал ограниченного диаметра совсем немного света пропадает за краем зеркал, то есть дифракционные потери здесь не столь значительны.

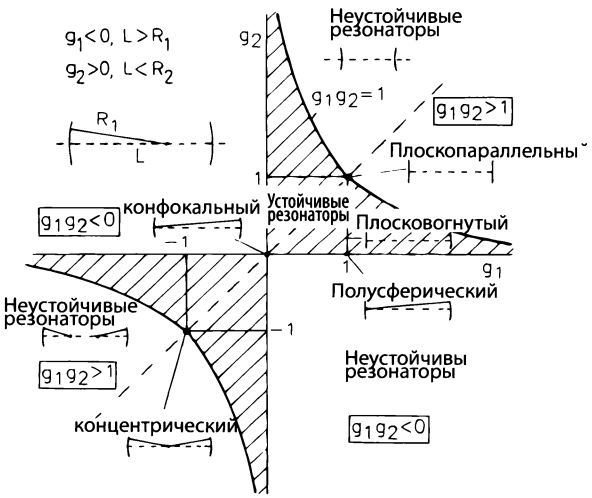


Рис. 13.10. Диаграмма устойчивости резонаторов

У неустойчивых резонаторов дифракционные потери весьма высоки. Но световую мощность, уходящую за края зеркал неустойчивых резонаторов, можно успешно использовать в качестве выходной мощности лазера, поэтому такую световую мощность вряд ли стоит относить к истинным потерям. При устойчивых резонаторах свет обычно выводится через полупрозрачные зеркала. К неустойчивым резонаторам мы еще вернемся в следующем разделе. На рис. 13.10 заштрихованные участки отнесены к устойчивым резонаторам. Здесь представлены упомянутые выше типы резонаторов: конфокальный ($g_1 = g_2 = 0$), плосковогнутый ($g_1 = 1$), полусферический ($g_1 = 1, g_2 = 0$), плоскопараллельный, или резонатор Фабри — Перо ($g_1 = g_2 = 1$), симметричный ($g_1 = g_2$), концентрический ($g_1 = g_2 = -1$).

13.4. Неустойчивые резонаторы

В зонах $g_1 g_2 > 1$ и $g_1 g_2 < 0$ резонаторы неустойчивы, то есть гауссов пучок не существует в качестве основной моды, и дифракционные потери достаточно высоки. Но при активных средах с большими диаметрами неустойчивые резонаторы могут успешно использоваться при создании лазеров, поскольку они обеспечивают равномерное распределение интенсивности в резонаторе. Предпосылкой здесь служит высокое усиление g_0 активной среды лазера длиной L_g. В данном случае действует условие: $2g_0 L_g > 1{,}5$.

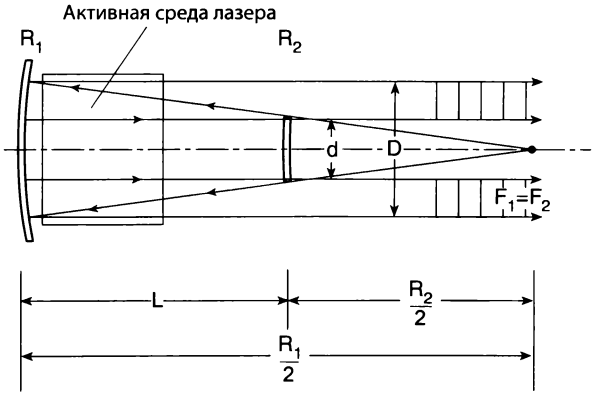


Рис. 13.11. Конфокальный неустойчивый резонатор

Распределение поля можно аппроксимировать посредством ограниченных сферических волн. Особое значение приобретает при этом (асимметричный) конфокальный неустойчивый резонатор, обеспечивающий почти параллельный выходной луч, как это показано на рис. 13.11. Распределение поля в резонаторе имеет диаметр D, который должен примерно соответствовать диаметру активной среды. Активная среда лазера находится вблизи зеркала с радиусом R_1. Диаметр d выходного зеркала с радиусом $R_2 < 0$ определяет геометрическую величину (уровень) вывода Δ_g:

$$\delta_g = 1 - \frac{d^2}{D^2} = 1 - \frac{1}{M^2} \quad \text{при} \quad M = \frac{D}{d} \tag{13.32}$$

Величина M показывает увеличение диаметра пучка зеркальной системой. У устойчивого резонатора с полупрозрачным выходным зеркалом значение Δ_g соответствует коэффициенту пропускания 1 — R. Оптимальный выход формируется на основе свойств активной среды лазера, как об этом говорилось выше (см. п.2.6).

С принятием во внимание соответствующих геометрических аспектов для радиусов кривизны зеркал в случае конфокального неустойчивого резонатора находим:

$$R_1 + R_2 = 2L \quad \text{и} \quad \left|\frac{R_1}{R_2}\right| = \frac{D}{d}. \tag{13.33}$$

Отсюда следует:

$$R_1 = \frac{2ML}{M-1} \quad \text{и} \quad R_2 = \frac{-2L}{M-1}. \tag{13.34}$$

Более точный анализ неустойчивых резонаторов с точки зрения волновой оптики показывает, что геометрический вывод согласно уравнению (13.32) вследствие дифракционных эффектов оказывается слишком большим. Это следует учитывать при выборе точных размеров резонатора.

Неустойчивый резонатор находит применение в лазерах с высокими коэффициентами усиления, как то: CO_2-лазерах и лазерах на эксимере либо в твердотельных системах. При большом активном поперечном сечении здесь удается получить пучок даже более высокого качества, чем при устойчивых резонаторах.

13.5. Лазер с основной модой

Лазеры генерируют излучение чаще всего на основной TEM_{00}-моде либо с подобным непрерывным распределением интенсивности. Для этого необходимо подавить высшие моды TEM_{mn}. Это возможно, поскольку с повышением порядка поперечных мод m, n увеличиваются и диаметры пучков (см. рис. 13.5 и 13.6), равно как и дифракционные потери.

Для установки TEM_{00}-моды в резонатор часто помещается точечная диафрагма. Она должна быть несколько больше диаметра TEM_{00}-пучка, но меньше диаметра следующей моды более высокого порядка — TEM_{10}. В результате этого потери TEM_{10} возрастают, так что эта и следующие за ней моды более высокого порядка не возбуждаются. Впрочем, следует отметить, что общая мощность при этом тоже снижается.

Величина дифракционных потерь представлена на рис. 13.12 как функция числа Френеля F:

$$F = \alpha^2/L\lambda, \tag{13.35}$$

где α есть диаметр зеркала либо диаметр диафрагмы, смонтированной вплотную к зеркалу, а L — длина резонатора. В отношении конфокального резонатора, согласно уравнению (13.28), имеем: $L\lambda = \pi\omega_1^2$ и $F = \alpha^2/\pi\omega_1^2$. Дифракционные потери

для основной моды уменьшаются, поскольку $F > 1$ либо в силу того, что диаметр диафрагмы α будет больше диаметра пучка $2\omega_0$. Высшие моды. TEM_{10}, TEM_{20} и т. д. обнаруживают заметно более значительные потери.

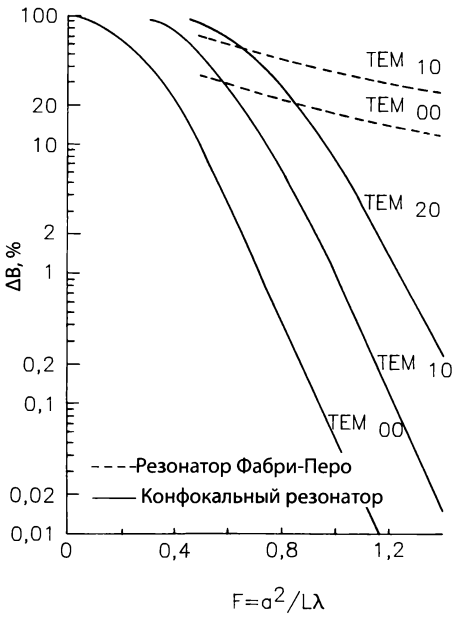


Рис. 13.12. Дифракционные потери ΔB некоторых мод для конфокального резонатора и резонатора Фабри — Перо

При резонаторе Фабри — Перо с $R_1 = R_2 \to \infty$ радиусы мод тоже имеют вид: $\omega_1 = \omega_2 \to \infty$. Поэтому и дифракционные потери с тем же числом Френеля выше, чем при конфокальном резонаторе. Из-за больших дифракционных потерь представляется нецелесообразным использовать резонатор Фабри — Перо с малыми диафрагмами: рекомендуется в связи с этим выбирать $F >> 1$.

Поскольку конфокальный резонатор при заданной длине имеет наименьший радиус моды $\omega_1 = \omega_2$, то в случае этого резонатора и дифракционные потери при заданном числе Френеля будут минимальными. Однако это вовсе не означает, что конфокальный резонатор можно считать самым благоприятным для создания лазера.

Лазерный резонатор, кроме прочего, должен обладать такими размерами, чтобы диаметр основной моды примерно соответствовал диаметру активной среды лазера. Далее, диаметр моды будет слегка изменяться в среде, что обеспечивает резонаторы с большим радиусом зеркал. Однако подобные резонаторы отличаются повышенной чувствительностью к юстировке, так как небольшое опрокидывание зеркала вызывает сильный резонансный сдвиг. Альтернативой здесь могут быть неустойчивые резонаторы.

При неустойчивых резонаторах однородное распределение поля по принципу основной моды также характеризуется минимальными потерями, так что такого рода распределение автоматически устанавливается в лазере. Это распределение

поля хорошо заполняет активную среду. Для установки желаемого уровня вывода выходное зеркало должно обладать диаметром меньшим, чем диаметр активной среды. Так как зеркала небольшого диаметра изготовить сложнее, неустойчивые резонаторы рекомендуются, прежде всего, для активных сред лазера с большими поперечными сечениями. Кроме того, с неустойчивыми резонаторами труднее добиться точной настройки малых величин вывода. Поэтому такие резонаторы годятся преимущественно для активных сред лазера с высоким усилением, когда уровень вывода не является критическим.

Приведенные выше рассуждения придется соответствующим образом модифицировать, если расстояние между зеркалами (длина резонатора) окажется значительно больше активной среды, как это имеет место, например, в случае твердотельных лазеров. Тогда в целях наилучшего согласования диаметра моды с активной средой можно использовать вогнуто-выпуклые резонаторы. Находят применение и резонаторы с внутренними линзами и телескопами.

Вместо выбора четко ограниченных зеркал или диафрагм для селекции мод в последнее время иногда обращаются к градиентным либо гауссовым зеркалам с характеристикой отражения по гауссову типу — через поперечное сечение. Это позволяет избежать неоднородностей излучения из-за дифракционных эффектов на четких краях точечных диафрагм или зеркал и получить пучок хорошего качества.

ЗАДАЧИ

13.1. Какие изменения длины могут иметь место у гелий-неонового лазера длиной 50 см — при условии, что частотные флуктуации не превысят 1 МГц?

13.2. Какой должна быть длина He-Ne-лазера и CO_2-лазера (100 Вт) для формирования только одной продольной моды?

13.3. Каков угол дифракции у гелий-неонового лазера (TEM_{00}) с диаметром пучка 0,7 мм? Каким будет диаметр пучка на расстоянии 10 м от лазера?

13.4. Доказать, что асимметричные конфокальные резонаторы относятся к классу неустойчивых.

13.5. Вычислить характерные радиусы пучка (TEM_{00}) для резонатора Ar-лазера с длиной волны $\lambda \approx 500$ нм и $R_1 = 6$ М; $R_2 = 2$ М; $L = 0{,}5$ М.

13.6. Вычислить у гелий-неонового лазера длиной 1 м с конфокальным резонатором диаметр пучка в середине и на выходе лазера ($\lambda = 633$ нм).

13.7. Какова ширина линии пассивного резонатора Фабри — Перо длиной 1 м с выходным зеркалом, имеющим коэффициент отражения $R = 99{,}5$ %?

13.8. Допустим, резонатор образован двумя зеркалами с радиусами: $R_1 = -0{,}8$ м и $R_2 = 1{,}2$ м. При какой длине резонатор станет неустойчивым?

13.9. Конфокальный резонатор аргонового лазера ($\lambda = 0{,}514$ мкм) с длиной $L = 0{,}8$ М должен генерировать излучение на TEM_{00}-моде. Усиление составляет $G = 1{,}6$. Определить диаметр модовой диафрагмы.

13.10. Рассчитать конфокальный неустойчивый резонатор для CO_2-лазера длиной $L = 1$ м. Выход должен составлять $\Delta_g = 20$ %.

ГЛАВА 14

ЗЕРКАЛА

Простейшие лазерные зеркала изготовлены из полированных металлов, например, из меди для CO_2-лазеров или из металлических слоев — золота, серебра, алюминия — на стеклянных положках. Свет отражается от поверхности, причем часть света всегда проникает в металл и в вещество подложки и там поглощается. Частично свет может проходить и сквозь зеркало, что является обязательным условием, например, для выходных зеркал лазеров.

Отражение света происходит на границах раздела прозрачных сред (стекла, воды) и прочих так называемых диэлектриков. Коэффициент отражения при нормальном падении луча составляет, допустим, на границе раздела воздух/стекло около 4 %, а при скользящем падении или при полном отражении может возрасти до 100 %. Законы, действующие в отношении отражения и преломления на границах раздела, будут рассматриваться ниже в п.14.1.

При укладке в стопу слоев из двух прозрачных веществ с различающимися показателями преломления возникает некая последовательность поверхностей раздела, обеспечивающая высокое отражение под любым углом падения. Такие диэлектрические многослойные зеркала незаменимы в лазерной технике, тем более что в идеальном варианте здесь вообще отсутствует поглощение. Мощность падающего луча, таким образом, без потерь распределяется на отраженном и проходящем излучении. Структура диэлектрических многослойных зеркал будет описана в п.14.3.

Решать задачи, подобные выполняемым зеркалам, могут и элементы нового типа, которые называют «фазосопрягающими». Они обладают решетчатой либо слоистой структурой и всегда обеспечивают ретроотражение падающего светового луча. Поступающая световая волна с любой фазовой поверхностью отражается с таким расчетом, что обратная волна имеет идентичную фазовую поверхность, но при этом — обратное направление распространения. Фазосопрягающие элементы находят все большее применение в лазерной технике — см. о них подробнее в п.14.5.

14.1. Отражение и преломление

Свет в веществе распространяется со скоростью:

$$c' = \frac{c}{n}, \tag{14.1}$$

где $c = 2{,}998 \cdot 10^8$ м/с есть скорость света в вакууме, а n — показатель преломления соответствующей среды. При падении луча на границу раздела происходят такие явления, как отражение и преломление. С учетом того, что при отражении угол падения Θ_1 равен выходному углу Θ'_1, вычисляется направление преломленного луча Θ_2 по формуле:

$$n_1 \sin \Theta_1 = n_2 \sin \Theta_2, \qquad (14.2)$$

причем n_1 и n_2 есть показатели преломления сред 1 и 2 (рис. 14.1). Прозрачные вещества обладают показателем преломления: n = от 1 до почти 3, у стекла $n \approx 1{,}5$ (см. таблицу 14.1).

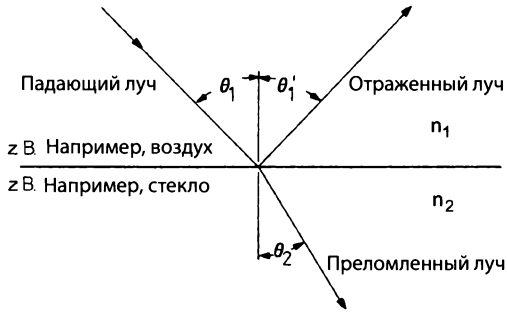


Рис. 14.1. Отражение и преломление на оптической границе раздела

Таблица 14.1. Зависимость показателя преломления от длины волны (дисперсия) для разных сред (индексы характеризуют различные спектральные линии)

	n_C (красный) (656 нм)	n_{D2} (желтый) (589 нм)	n_F (синий) (486 нм)	n_H (фиолетовый) (399 нм)
Вода, 20 °C	1,331	1,333	1,337	1,343
Кронглас	1,516	1,519	1,525	1,535
Флинт	1,614	1,619	1,631	1,653

Коэффициент отражения

Уравнения Френеля описывают интенсивность отраженного и пропущенного света на диэлектрической границе раздела. Падающий свет распадается на две составляющих поляризации: R_s и R_p обозначают интенсивность отраженного излучения с напряженностью электрического поля ортогонально (s) и параллельно (p) плоскости падения:

$$R_s = \left(\frac{\sin(\Theta_1 - \Theta_2)}{\sin(\Theta_1 + \Theta_2)} \right)^2 \qquad R_p = \left(\frac{\tan(\Theta_1 - \Theta_2)}{\tan(\Theta_1 + \Theta_2)} \right)^2 \qquad (14.3)$$

Для коэффициента отражения при нормальном падении действительно:

$$R = R_s = R_p = \left(\frac{1 - n_1/n_2}{1 + n1_1/n_2} \right)^2 \qquad (14.4)$$

На рис. 14.2. приведены характеристические кривые для R_s и R_p на границе раздела воздух/стекло с $n = 1{,}52$.

Под углом Брюстера Θ_p отражается лишь ортогональная составляющая (поляризация, ортогональная плоскости падения), то есть $R_p = 0$. Это происходит, когда $\Theta_1 + \Theta_2 = 90°$, или:

$$\tan \Theta_p = n_2/n_1. \qquad (14.5)$$

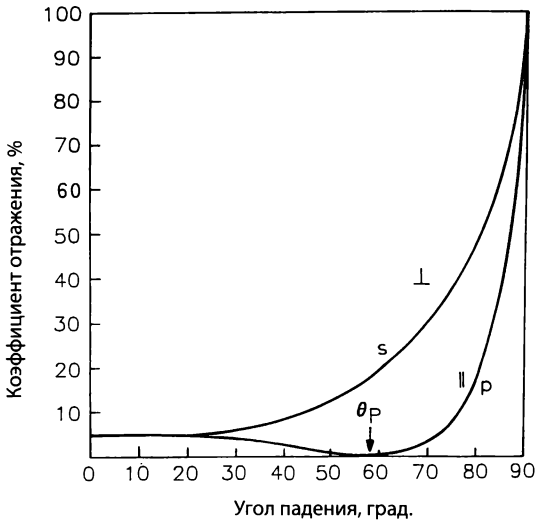


Рис. 14.2. Коэффициент отражения при падении света на стеклянную поверхность с n = 1,52 — для поляризации, ортогональной плоскости падения (s) и параллельной плоскости падения (p). Под углом полной поляризации Θp (угол Брюстера) отражается только одно направление поляризации

Простое объяснение описанного эффекта состоит в том, что излучение электрического диполя в направлении колебаний равно нулю.

Для понимания интерференционных явлений на тонких слоях необходимо принимать во внимание скачки фазы в процессе отражения. При отражении в достаточно плотной среде ($n_1 < n_2$) возможен скачок фазы на 180°, при отражении в среде меньшей плотности никакого скачка фазы не происходит.

Полное отражение

Совсем иначе ведет себя коэффициент отражения при переходе луча из оптически более плотной в оптически менее плотную среду ($n_1 > n_2$). Как видно из рис. 14.3, выше критического угла Θ_c можно получить полное отражение. По закону преломления при $\Theta_2 = 90°$ имеем:

$$\sin \Theta_c = n_2/n_1. \qquad (14.6)$$

Если свет падает на границу раздела под углом $> \Theta_c$, луч отражается без малейших потерь. Для перехода стекло/воздух находим: $\Theta_c \approx 42°$.

Полное внутреннее отражение используется в различных призмах для отклонения световых лучей. На рис. 14.4 показана такая призма, отклоняющая луч под углом 90°. Входные и выходные поверхности должны быть просветлены. В отражательной призме падающий световой луч имеет параллельное ретроотражение, пока он проходит перпендикулярно имеющей наклон 90° грани так называемой крышеобразной призмы. Следовательно, можно выбирать

любое направление падения луча в плоскости перпендикулярно грани «крыши», причем отраженный луч всегда остается параллельным падающему лучу. Если поступающий луч направлен наклонно относительно грани крыши, то отраженный луч уже не будет параллельным падающему лучу. Значит, крышеобразная призма способна компенсировать флуктуации лишь в одном направлении луча. Напротив, трехгранная призма (рис. 14.5) при параллельном падении луча всегда вызывает его параллельное ретроотражение. Такой уголковый отражатель состоит либо из трех плоских зеркал под углом 90° с образованием угла куба, либо из стеклянной призмы, представляющей собой срезанный угол куба.

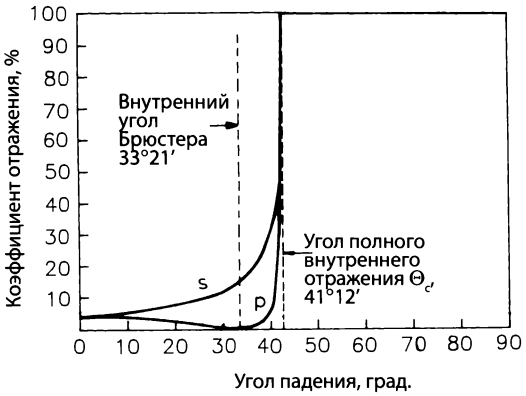


Рис. 14.3. Коэффициент отражения при выходе света из поверхности раздела с n = 1,52. Выше критического угла Θ_c, наступает полное отражение

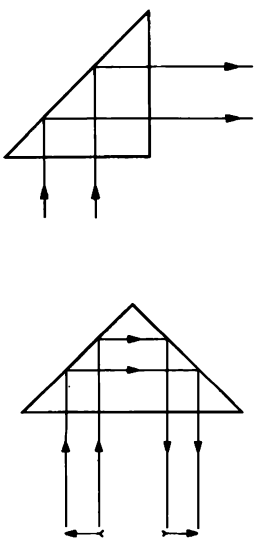


Рис. 14.4. Отклоняющее на 90° зеркало полного отражения и крышеобразная призма для отклонения луча на 180°, причем последняя может поворачиваться относительно расположенной под углом 90° грани без изменения направления отраженного луча

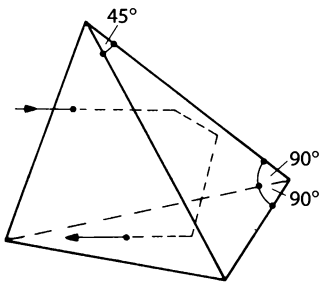


Рис. 14.5. Трехгранный отражатель (угол куба): световой луч в отмеченной вверху точке падает на входную поверхность, соответствующую плоскости сечения куба, образованного тремя диагоналями граней. Свет отражается от этих трех граней, образующих угол куба, и (с некоторым сдвигом) идет обратно — встречно-параллельно направлению падения. Преломление на входной поверхности здесь не показано

Подобные полностью отражающие трехгранные (трипельные) призмы годятся для использования в качестве самонастраивающихся зеркал с высоким коэффициентом отражения. Известно, что астронавты установили систему трехгранных зеркал на Луне. Такая система отражает лазерное излучение видимого диапазона, отправляемое с наземной станции, и позволяет на основе измерений времени прохождения лучей определить точное расстояние между Луной и Землей. Матрицы из трехгранных зеркал используются также в качестве задних отражателей света в дорожно-транспортном движении (речь идет о катафотах), а в лазерной технике такие устройства применяют в целях так называемого псевдофазового сопряжения. Однако элементы такого рода не создают фазосопряженного волнового фронта, а лишь обеспечивают локальную обратимость направления его распространения.

На принципе полного внутреннего отражения основано и действие световода в стекловолокнах (см. п.12.5).

Дисперсия

Показатель преломления оптических сред зависит от длины волны света. В видимой области спектра показатель преломления возрастает с уменьшением длины волны: синий свет оказывается сильнее преломленным, чем красный (см. таблицу 14.1 и рис. 2.15). В случае призм согласно рис. 18.5 подобная дисперсия приводит к спектральному разложению света.

14.2. Металлические зеркала

Более сложным представляется описание процесса отражения от металлических поверхностей. При линейной поляризации наклонно падающего света отраженный луч может быть эллиптически поляризован. Неотраженная часть света поглощается зеркалом, что может стать причиной разрушения его поверхности. Высокие коэффициенты отражения 99 % имеют место в инфракрасном диапазоне; в видимой области спектра достигается от 95 до 98 % (см. таблицу 14.2). Металлизированные

зеркала нередко получают методом напыления на стеклянные подложки, после чего обычно они еще снабжаются защитным покрытием (например, слоями MgF_2 и SiO_2).

Таблица 14.2. Коэффициент отражения R от металлов

Длина волны, мкм	Коэффициент отражения, %		
	Al	Ag	Au
0,22	91,5	28,0	27,5
0,30	92,3	17,6	37,7
0,40	92,4	95,6	38,7
0,55	91,5	98,3	81,7
1,0	94,0	99,4	98,6
5,0	98,4	99,5	99,4
10,0	98,7	99,5	99,4

14.3. Диэлектрические многослойные зеркала

Путем нанесения тонких слоев на оптические поверхности удается значительно изменять отражающие свойства. Интерференции на этих слоях способствуют повышению или понижению отражающей способности. При этом используются просветные, или прозрачные слои, именуемые диэлектрическими. Показатели преломления разных напыляемых веществ, применяемых для изготовления тонких диэлектрических зеркал, наглядно представлены в таблице 14.3.

Таблица 14.3. Показатели преломления некоторых напыляемых веществ. Приведенные значения отличаются от показателей преломления компактных сред и зависят также от способа изготовления зеркал

Длина волны, нм	SiO_2	Ta_2O_5	HfO_2	MgF_2	ZnS	Al_2O_3
488	1,463	2,188	1,894	1,379	2,401	1,635
532	1,461	2,174	1,886	1,379	2,380	1,631
633	1,457	2,152	1,874	1,378	2,348	1,624
1064	1,450	2,117	1,861	1,376	2,296	1,615

Противоотражение (просветление)

Как показано на рис. 14.2 и 14.3, на границе раздела стекло/воздух при нормальном падении луча отражается около 4 % излучения. При напылении диэлектрического слоя с оптической плотностью:

$$nd = \lambda/4 \qquad (14.7)$$

можно уменьшить или даже полностью исключить отражение для специальной длины волны λ. Просветление достигается на основе интерференции волн, отраженных от передней и задней сторон четвертьволнового ($\lambda/4$)-слоя. В результате

того, что $n_1 < n < n_2$, происходит отражение в среде более высокой плотности. В обоих случаях отмечается одинаковый скачок фазы π. В силу геометрической разности хода обе волны после отражения сдвинуты на половину своей длины (λ/2). Если обе амплитуды равны, наложение двух отраженных волн дает в итоге нуль. Для этого показатель преломления слоя n должен занимать промежуточное положение между показателем преломления воздуха (n_1) и показателем преломления стекла (n_2). При нормальном падении луча в отношении коэффициентов отражения действительно следующее:

$$R = \left(\frac{n_1 n_2 - n^2}{n_1 n_2 + n^2} \right)^2 \tag{14.8}$$

При

$$n = \sqrt{n_1 n_2} \tag{14.9}$$

коэффициент отражения будет равен нулю. Для достижения просветления используется, например, соединение MgF_2 ($n = 1{,}38$), ранее успешно применяли также криолит (Na_3AlF_6, $n = 1{,}33$). Один слой рассчитан на просветление (с шириной полосы в несколько сотен нанометров) только для одной длины волны.

Часто линзы покрываются четвертьволновыми (λ/4)-слоями из MgF_2, причем условие согласно уравнению (14.9) лишь приблизительно выполняется во всей видимой области спектра. В этом случае получают при $n_2 \approx 1{,}6$ просветление до 1 %, причем в значительной степени независимо от длины волны.

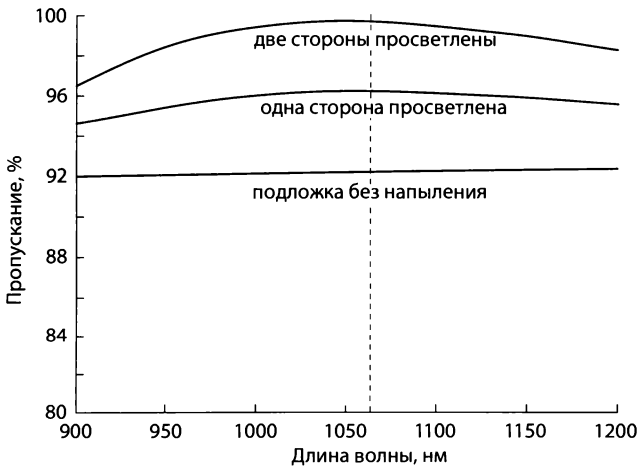


Рис. 14.6. Уменьшение отражения стеклянной пластинки из BK7 с двухслойным просветлением одной и обеих сторон. Остаточное отражение при 1064 нм, например, меньше 0,2 % (измерение К. Шарфенорта, Институт оптики при Берлинском техническом университете)

Однако не у всех стекол или иных оптических сред удается подобрать идеальное вещество для покрытия с подходящим показателем преломления согласно

(14.9). В этих случаях для уменьшения отражения можно использовать два слоя (рис. 14.6). Верхний, обращенный к воздуху слой имеет меньший (чем у подложки) показатель преломления, а нижний слой, лежащий непосредственно на подложке, — больший показатель преломления, чем у самой подложки. В этом случае складывающееся из коэффициентов отражения напряженности поля полное (с учетом многократного) отражение от отдельных границ раздела $r_1 = (n_1 - n')/(n_1 + n')$, $r_2 = (n' - n)/n' + n)$, $r_3 = (n - n_2)/(n + n_2)$ дает нуль — с учетом разности фаз Δ_1 и Δ_2 обоих слоев:

$$r_1 + r_{2e}^{-i\Delta 1} + r_{3e}^{-i(\Delta_1 + \Delta_2)} = 0. \qquad (14.10)$$

В комплексной числовой плоскости это уравнение представляет собой треугольник с длинами сторон $|r_1|, |r_2|$ и $|r_3|$. Условие касательно показателей прелом ления n' и n уже не является уравнением, как (14.9). Более того, теперь достаточно выполнения неравенств:

$$|r_1| < |r_2| + |r_3|, \; |r_2| < |r_1| + |r_3|, \; |r_3| < |r_1| + |r_2|. \qquad (14.11)$$

Эти неравенства треугольника довольно легко реализовать на практике. По заданным показателям преломления слоев n_2 и n_3 вычисляются Δ_1 и Δ_2 из углов треугольника, образующего уравнение (14.10) в комплексной числовой плоскости; последнюю получают на основе теоремы косинусов из длин сторон $|r_1|, |r_2|$ и $|r_3|$.

Лазерные зеркала

Коэффициент отражения R частично пропускающего (полупрозрачного) зеркала связан с пропусканием T и поглощением A, включающим в себя и рассеяние, а именно таким образом:

$$R + T + A = 1. \qquad (14.12)$$

Важным требованием, в частности, в отношении выходных зеркал лазера является то, что они должны быть по возможности не поглощающими, то есть с $A << T$. Поглощение в зеркале означает потерю, из-за которой происходит гашение части генерированной мощности лазера. В случае высоких мощностей поглощение может привести к нагреванию и даже разрушению зеркала. Металлические зеркала (см. таблицу 14.2) имеют в инфракрасном диапазоне коэффициенты отражения выше 99 %. Особенно в видимой области спектра фактор поглощения представляет столь серьезную проблему, что в качестве лазерных зеркал редко используются исполнения из металла.

Зеркала с малыми потерями и высоким коэффициентом отражения могут состоять из уложенных в пачку четвертьволновых ($\lambda/4$)-слоев. Даже один диэлектрический слой на подложке способен заметно повысить отражение. Для уменьшения же отражения слой должен обладать показателем преломления n, превышающим показатель преломления стекла. В результате удается избежать скачка фазы на границе раздела между этим слоем и стеклом, в то время как на граничной поверхности воздух/стекло такой скачок происходит со значением π. При этом общая разность хода обеих отраженных волн есть λ, так что они конструктивно накладываются друг на друга. Так, слой из ZnS ($n = 2{,}3$) с высоким

показателем преломления повышает коэффициент отражения стекла ($n_2 = 1{,}5$) с 4 % до выше 30 % в диапазоне 300 нм.

Более высокие коэффициенты отражения около 99 % достигаются с помощью многослойных зеркал, способных функционировать практически без потерь. Они состоят из прозрачных слоев, попеременно с высоким и низким показателями преломления, с оптической толщиной $nd = n'd' = \lambda/4$, размещенных на одной подложке (рис. 14.7). Конструктивное наложение отраженных от границ раздела световых волн дает при большом числе слоев высокий коэффициент отражения.

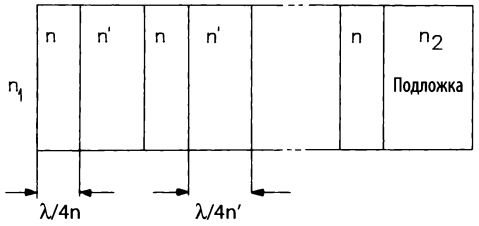


Рис. 14.7. Структура многослойного зеркала

Коэффициент отражения многослойного зеркала при длине центральной волны в зависимости от показателей преломления слоев n, n' ($n > n'$) подложки n_2 и воздуха n_1, а также в зависимости от числа слоев с низким показателем преломления m, для нормального падения света можно выразить примерно через:

$$R = \left[\frac{n^2(n/n')^{2m} - n_1 n_2}{n^2(n/n')^{2m} + n_1 n_2}\right] \approx 1 - 4\frac{n_1 n_2}{n^2}\left(\frac{n'}{n}\right)^{2m} \qquad (14.13)$$

Общее число слоев — нечетное:

$$k = 2m + 1. \qquad (14.14)$$

На рис. 14.8 приведен пример коэффициента отражения пакета слоев Ta_2O_5-SiO_2 на стекле в зависимости от числа слоев k. При большом числе слоев отражение приближается к 100 % ввиду свойственного таким слоям малого поглощения. Могут достигаться коэффициенты отражения выше 99,99 %, причем этот показатель сильно зависит от длины волны, как это видно из рис. 14.9 и 14.10. Максимальное отражение отмечается для длины λ центральной волны, при которой оптическая толщина слоя прямо отвечает четвертьволновому ($\lambda/4$)-условию. Если длина поступающей волны отличается от длины центральной волны, коэффициент отражения уменьшается. Непосредственное измерение коэффициентов отражения весьма затруднительно, поэтому в большинстве случаев указывается прозрачность или пропускание соответствующего материала. Если параметрами поглощения и рассеяния можно пренебречь, получается коэффициент отражения $R \approx 1 - T$.

Путем выбора слоев с подходящими показателями преломления, а также правильного определения числа и толщины слоев удается изготовлять *лазерные* зеркала с определенным коэффициентом отражения применительно к конкретным диапазонам длин волн (рис. 14.9–14.11).

14.4. Устройство для расщепления пучка (светоделитель)

Во многих областях применения, например, в сфере интерферометрии или голографии, либо при проведении измерений с помощью лазеров иногда требуется разделение пучка с разными интенсивностями. Необходимое для этого устройство (светоделитель) состоит обычно из стеклянной пластинки, установленной в лазерном луче под углом, например, 45°. На передней стороне находится диэлектрическое полупрозрачное зеркало, коэффициент отражения которого: $0 < R < 1$. При этом следует иметь в виду, что указанный коэффициент отражения определен конкретно для данного направления падения луча. На задней стороне, как правило, предусмотрено широкополосное уменьшение отражения. Пример такого устройства для расщепления пучка с пропусканием в зависимости от поляризации и длины волны приведен на рис. 14.12.

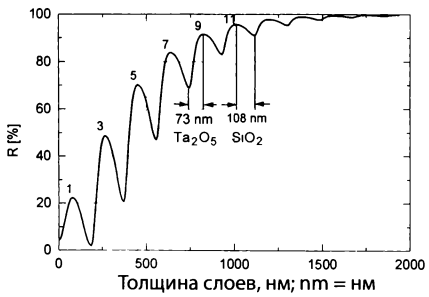


Рис. 14.8. Коэффициент отражения R диэлектрического многослойного зеркала для длины волны 633 нм. Цифрами показано число слоев (по данным К. Шарфенорта, Институт оптики при Берлинском техническом университете)

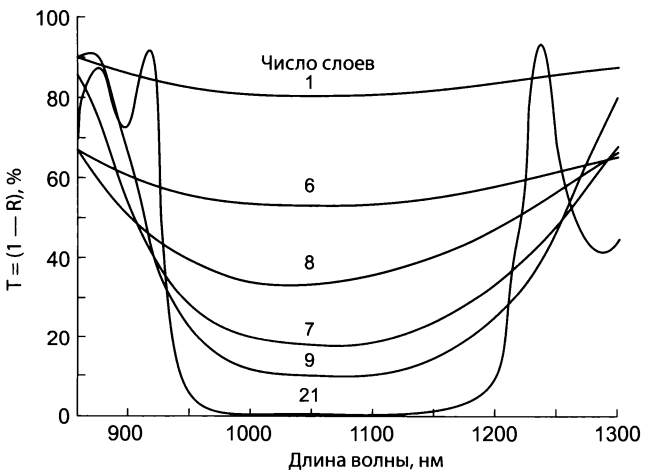


Рис. 14.9. Коэффициент отражения $R \approx 1 - T$ диэлектрических зеркал с разным числом слоев как функция длины волны. Длина центральной волны с максимальным отражением составляет 1064 нм. (8-й слой с низким показателем преломления понижает коэффициент отражения — см. также рис. 14.8)

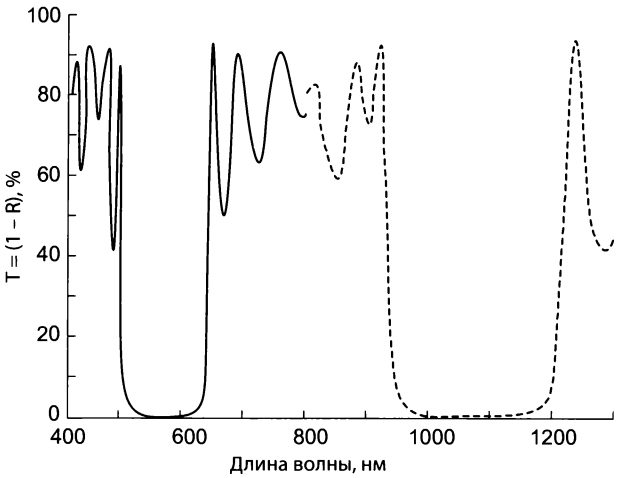


Рис. 14.10. Пропускание и отражение двух диэлектрических зеркал для длин центральной волны 532 и 1064 нм. Всего представлен 21 слой из Ta_2O_5 и SiO_2

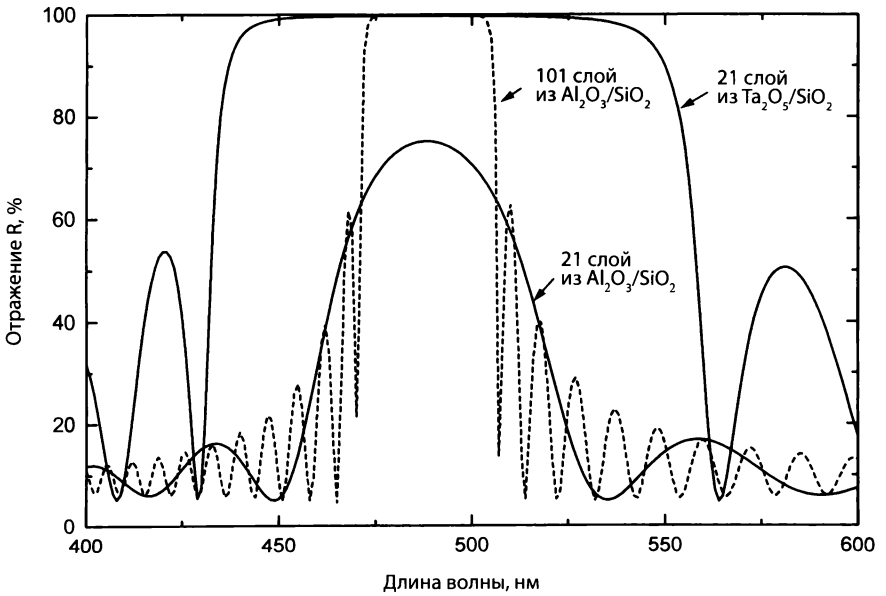


Рис. 14.11. Вычисленный коэффициент отражения R диэлектрических зеркал из комбинированных материалов Al_2O_3/SiO_2 и Ta_2O_5/SiO_2. При небольшой разнице в показателях преломления можно с достаточным числом слоев получить узкие полосы отражения

Мембранные светоделители представляют собой тонкую натянутую пленку из нитроцеллюлозы, на которую методом напыления можно нанести диэлектрические слои. Преимущество устройств такого типа состоит в том, что здесь имеет место лишь ничтожно малый геометрически-оптический сдвиг луча в проходящем излучении. Однако такие исполнения весьма чувствительны к механическим помехам разного рода.

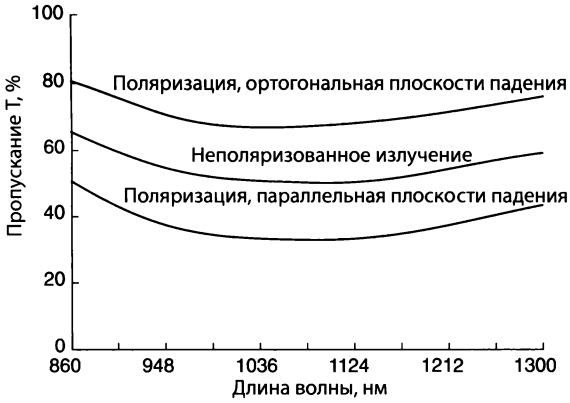


Рис. 14.12. Устройство для расщепления пучка с вычисленным отношением 1:1 при наличии угла падения 45° для неполяризованного излучения с длиной волны 1064 нм. Эти отношения различны для поляризации, ортогональной плоскости падения (s), и поляризации, параллельной плоскости падения (p)

В качестве делителей без сдвига пучка могут использоваться также диэлектрические либо металлические слои, размещенные по диагонали в собранном светоделительном кубике. В зависимости от исполнения отдельные составляющие поляризации могут отражаться с одинаковой либо различной интенсивностью. Поляризующие делители пучка упоминаются также в главе 15.

14.5. Фазосопрягающие элементы

В последние 10 лет активно разрабатывались нелинейные оптические отражатели — так называемые фазосопрягающие элементы. Они отражают видимое лазерное излучение только в том случае, если таковое обладает достаточно высокой плотностью мощности. Кроме прочего, подобные элементы отличаются тем интересным свойством, что фронты отраженной волны распространяются с обращением во времени относительно фронтов падающей волны, то есть волновые фронты сохраняются, но направление их распространения меняется на обратное (англ. wave front reversal). Это означает, что данная волна, не подчиняясь закону отражения плоских зеркал, демонстрирует то, что называется «ретроотражением» (рис. 14.13). Поэтому фазовые погрешности в оптических системах и лазерных резонаторах могут компенсироваться с помощью упомянутых фазосопрягающих элементов — за счет того, что здесь имеет место двукратное прохождение через оптическую систему в разных направлениях. При наличии фазосопрягающего зеркала волновые фронты прямой и отраженной волн равны, но распространение в любом месте волнового фронта происходит в противоположных направлениях.

В математическом выражении падающая волна имеет вид:

$$E(x, y, z, t) = \tfrac{1}{2} E_0(x, y, z) \exp i2\pi (ft + \Phi(x, y, z)) + \text{с. с.}, \qquad (14.15)$$

где f есть частота, а амплитуда E_0 и фаза Φ могут быть объединены в комплексную амплитуду A:

$$A = (E0/2)\ \exp 2\pi i\Phi. \qquad (14.16)$$

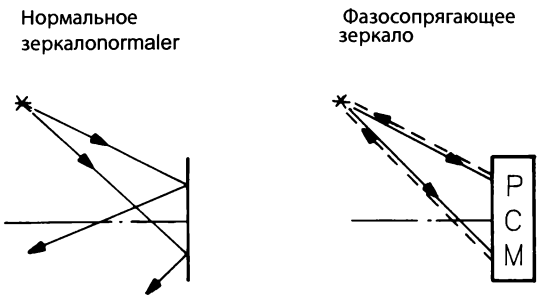


Рис. 14.13. Сравнительная характеристика фазосопрягающего зеркала и нормального зеркала. Отражение сферической волны: при нормальном зеркале отраженная волна расходящаяся, при фазосопрягающем зеркале — сходящаяся и распространяется в противоположном направлении либо с «обращением во времени» относительно прямой волны

Фазосопрягаемая волна имеет те же волновые фронты или фазовые поверхности, только знак фазы $\Phi(x, y, z)$ будет обратным, поэтому она определяется следующим образом:

$$E_{PC}(x, y, z, t) = \tfrac{1}{2} E_0(x, y, z) \exp i2\pi (ft - \Phi(x, y, z)) + \text{с. с.} \qquad (14.17)$$

Комплексная амплитуда фазосопрягаемой волны, выраженная через:

$$A_{PC} = (E_0/2) \exp - 2\pi i\Phi = A^*, \qquad (14.18)$$

является комплексно-сопряженной относительно амплитуды A падающей волны, что и объясняет понятие «фазосопряжения».

Фазосопрягаемая волна (см. уравнение 14.17) проходит с такими же волновыми фронтами в направлении, обратном прямой волне (см. уравнение 14.15). Это легко показать на примере плоской волны, которая имеет фазу $\Phi = -kz$, причем изменение знака (z на $-z$) означает обращение (то есть изменение на обратное) направления распространения.

На рис. 14.14 показано устранение фазовой погрешности с помощью описанного выше фазосопрягающего элемента. Подобная погрешность возможна, например, в результате резкого изменения показателя преломления в лазерном стержне и обозначена через выражение $e^{i\phi}$. Поскольку отраженный фазосопрягающим зеркалом волновой фронт идентичен таковому у падающей волны, данная погрешность полностью компенсируется после возвращения волны через вызвавший ее элемент.

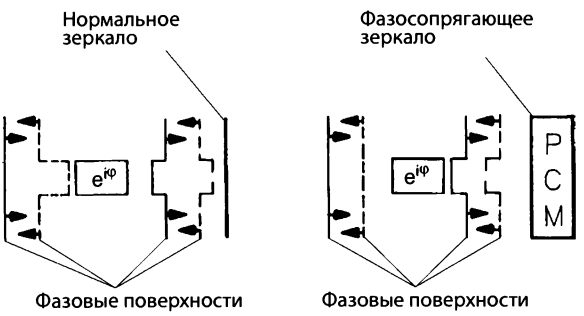


Рис. 14.14. При прохождении плоской волны через фазосдвигающий элемент (например, цилиндр с показателем преломления n и $\phi = 2\pi (n - 1)\, d/\lambda$) фазовая поверхность деформируется. После отражения от фазосопрягающего зеркала и повторного прохождения через указанный элемент восстанавливается первоначальный плоский волновой фронт

Комбинация из четырех волн

К методам достижения фазосопряжения можно отнести создание комбинации из четырех волн и вынужденное рассеяние, причем оба они основаны на нелинейных оптических эффектах. Сочетание четырех волн можно рассматривать как особый процесс голографии в реальном времени. При этом используются материалы, у которых показатель преломления или показатель поглощения зависит от интенсивности падающего света. Это могут быть, например, так называемые фоторефрактивные кристаллы либо слои насыщающегося поглотителя.

Как и в случае голографии, при комбинации из четырех волн согласно рис. 14.15 предметная волна и опорная волна, обозначаемые здесь как сигнальный луч A и луч накачки A_1, взаимно интерферируют (см. также п.23.6). В результате интерференции в среде с зависимым от интенсивности пропусканием в месте $z=0$ формируется функция пропускания t:

$$t(x, y) \sim |A_1(x, y, 0) + A(x, y, 0)|^2 = |A_1|^2 + |A|^2 + A_1A^* + A_1^*A. \qquad (14.19)$$

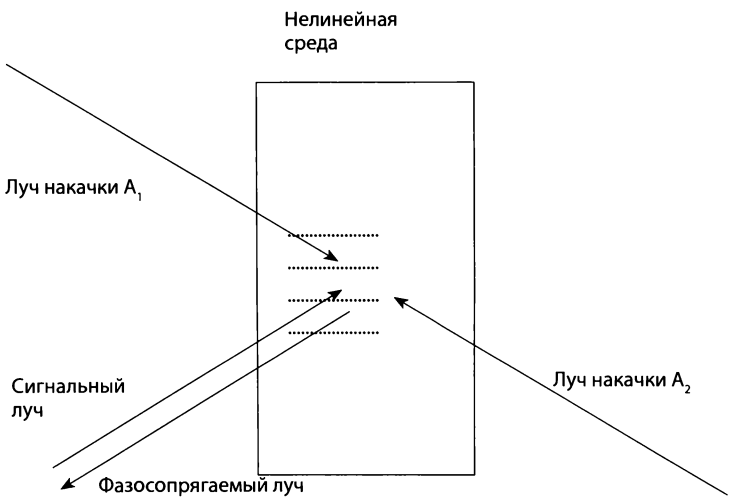


Рис. 14.15. Фазосопряжение на основе комбинации из четырех волн в нелинейной среде, где создается временная, то есть существующая только во время ввода луча дифракционная решетка в результате интерференции сигнального луча и луча накачки

В отличие от реконструкции голограмм, фазосопрягающий элемент освещается вторым лучом накачки $A_2 = A^*_1$, направленным противоположно A_1. В плоскости $z=0$ нелинейного вещества при этом возникает напряженность светового поля:

$$A_1^* t(x, y) \sim |A_1|^2 A_1^* + |A|^2 A_1^* + |A_1|^2 A^* + A_1^{*2} A. \qquad (14.20)$$

Здесь слагаемое $A_{PC} = |A_1|^2 A^*$ дает фазосопрягаемую волну. Три других компонента в уравнении (14.20) создают последующие волны, которые, однако, в данном случае не представляют интереса и в нелинейной среде большой толщины могут быть подавлены дифракцией Брэгга.

Недостатком фазосопряжения на основе комбинации из четырех волн считается тот факт, что для отражающей нелинейной среды требуются две волны накачки, которые должны генерироваться лазером. Экспериментальная конструкция фазосопрягаемого зеркала на основе комбинации из четырех волн показана на рис. 14.15.

Индуцированное рассеяние

Значительно проще сконструировано показанное на рис. 14.16 фазосопрягающее зеркало с самонакачкой, принцип действия которого основан на индуцированном рассеянии, в частности, на вынужденном рассеянии Мандельштама — Бриллюэна в жидкостях (например, в сероуглероде, ацетоне) или газах (CH_4, SF_6, Xe). Хорошими фазосопрягающими элементами являются также многомодовые стекловолокна. Фазосопрягающее зеркало состоит, например, из кюветы с жидкостью, в которую направляется интенсивная волна лазерного излучения. В результате вначале спонтанного рассеяния возникает обратная волна, накладывающаяся на поступающую волну. Обе волны образуют в жидкости интерференционные полосы и индуцируют фазовую решетку. Последняя действует по типу многослойного зеркала — с той лишь разницей, что плоскости слоев изогнуты и отражают фазосопрягаемую волну.

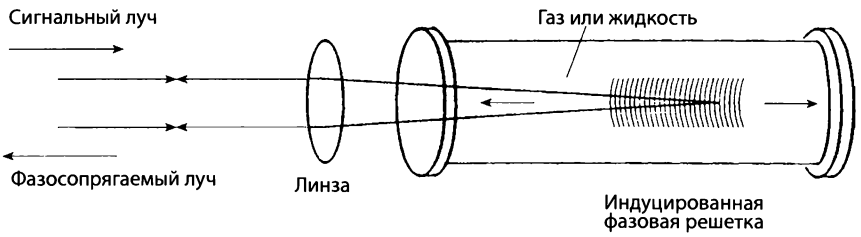


Рис. 14.16. Фазосопряжение на основе вынужденного обратного рассеяния в газовой либо жидкостной ячейке. Сигнальный луч и фазосопрягаемый луч располагаются друг над другом, но имеют противоположные направления распространения

Области применения

Метод фазосопряжения находит применение в системах генератор — усилитель (англ. master oscillator power amplifier = MOPA), как это показано на рис. 14.17. Лазерный луч от генератора попадает через усилитель на фазосопрягающее зеркало. Там он отражается и на обратном пути еще раз усиливается с помощью усилителя. Посредством четвертьволновой пластинки или фарадеевского вращателя направление поляризации после двукратного прохода поворачивается на 90°, а затем излучение выводится через поляризатор из усилительной системы. Такое фазосопряжение приводит к удвоению эффективной длины усилителя при одновременном устранении фазовых погрешностей в усилителе (помех вроде тепловых линз), что позволяет сохранить хорошее качество излучения генератора, как видно из рис. 14.18.

Фазосопрягающие зеркала успешно используются при создании твердотельных лазерных систем с импульсным режимом генерации. В коммерческих системах Nd: YAG-MOPA достигается, например, средняя мощность 40 Вт

при частоте следования импульсов 100 Гц и длительности 4 нс. В лаборатории демонстрировались выходные мощности выше 200 Вт с двухступенчатой системой Nd: YALO-MOPA при средней частоте следования импульсов около 1 кГц и длительности порядка 100 нс с качеством пучка, близким к дифракционно-ограниченному лучу.

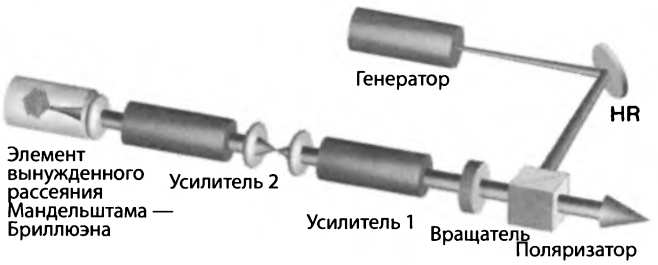


Рис. 14.17. Лазерная система, состоящая из главного генератора и двух усилителей, функционирующих с фазосопрягающим элементом (SBS = вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна) по принципу двукратного прохода. Двухступенчатая, короткофокусная линзовая система препятствует тому, чтобы выходящий из усилителя Nd: YALO луч при наличии тепловой линзы в этом усилителе фокусировался в следующем усилителе. При использовании Nd: YAG в качестве лазерного кристалла между этими усилителями размещается генератор для целей компенсации деполяризации в данных усилителях. Показанная здесь система Nd: YALO-MOPA обеспечивает среднюю мощность выше 200 Вт (по данным А. Хаазе и О. Мела, Институт оптики при Берлинском техническом университете). (Nd: YALO = YAlO3, Nd: YAG = алюмоиттриевый гранат с неодимом, MOPA = схема генератор — усилитель)

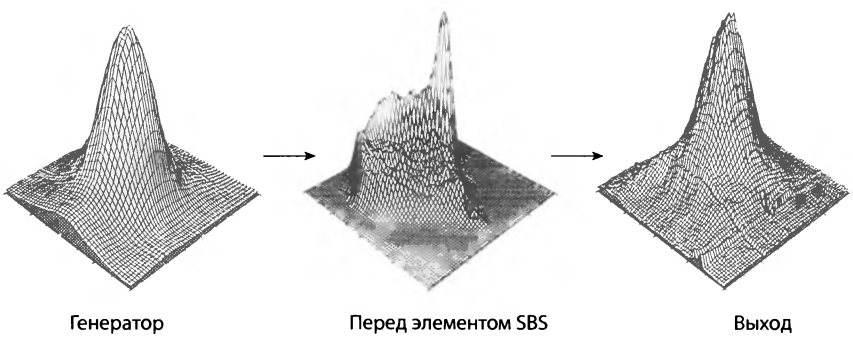


Рис. 14.18. Профили пространственной интенсивности лазерного излучения, генерируемого в системе генератор — усилитель. Генератор создает «чистый» TEM_{00}-профиль, который после первого прохода через усилитель сильно искажается из-за фазовых погрешностей. После фазосопряжения в элементе SBS (= вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна) и возврата через усилитель генерируется выходной пучок с большой энергией в импульсе и высоким локальным качеством

Кроме того, фазосопрягающие элементы находят применение и в качестве лазерных зеркал. При этом возможные помехи могут компенсироваться в

лазерных резонаторах — например, тепловые эффекты в лазерных кристаллах либо газовых разрядах. В довершении ко всему, при этом обеспечивается пониженная чувствительность к разъюстировке зеркал. Однако следует заметить, что использование фазосопрягающих зеркал в резонаторе и системах генератор — усилитель не исчерпывается лишь простой заменой традиционных диэлектрических зеркал, но требует тщательной настройки лазерных систем и самих фазосопрягающих элементов.

ЗАДАЧИ

14.1. Какая часть видимого излучения отражается от стеклянной пластинки ($n = 1{,}5$) при нормальном падении луча?

14.2. Каков коэффициент отражения брюстеровской пластинки (стеклянной пластинки под углом Брюстера) ($n = 1{,}5$)?

14.3. Требуется уменьшить отражение стеклянной пластинки ($n = 1{,}51$) для излучения в зеленой области спектра (0,5 мкм). Какое остаточное отражение получится с четвертьволновым слоем ($\lambda/4$) из MgF_2 при $n = 1{,}38$? Каковы будут толщина слоя и коэффициент отражения? Каким показателем преломления должен обладать слой для достижения наилучшего просветления?

14.4. Вычислить коэффициент отражения лазерного зеркала из SiO_2 и Ta_2O_5 (см. таблицу 14.3) с 7-ю слоями и сравнить полученный результат с рис. 14.8. Какую толщину имеют слои для излучения в красной области спектра с длиной волны 0,633 мкм?

ГЛАВА 15

ПОЛЯРИЗАЦИЯ

Свет распространяется в вакууме и в неограниченных изотропных веществах как поперечная электромагнитная волна. Напряженности электрического и магнитного полей показывает колебания перпендикулярно направлению распространения и взаимно ортогональны. Это колебательное состояние напряженности поля называют поперечной поляризацией. Подобная световая волна, следовательно, не симметрична вращению относительно направления распространения. В отличие от этого, при звуковой волне в воздухе атомы колеблются в направлении распространения, и такая волна называется продольно-поляризованной. Также и при распространении света, например, в анизотропных, двоякопреломляющих средах либо в стекловолокнах могут иметь место продольные компоненты поля. Ниже будут рассматриваться лишь поперечные световые волны в вакууме и изотропных веществах без учета их волноводных свойств.

15.1. Виды поляризации

При поперечной поляризации возможны разные формы колебаний — линейные, круговые и эллиптические.

Линейная поляризация

При линейной поляризации напряженность электрического поля колеблется в плоскости, как показано на рис. 1.1. При этом возможно любое направление колебаний или поляризации перпендикулярно направлению распространения.

Солнечный свет, а также излучение ламп накаливания и газоразрядных ламп — это неполяризованный свет, что означает: в световой волне присутствуют все направления колебаний. Направления колебаний можно разложить на две взаимно ортогональные составляющие. В каждом из этих направлений поляризации будет содержаться тогда 50 % интенсивности света. Значит, идеальный поляризационный фильтр пропускает 50 % неполяризованного света.

Круговая поляризация

Наряду с линейной поляризацией существуют и другие виды — круговая и эллиптическая поляризации. При этом напряженность электрического поля движется в пространстве по спирали. Круговая поляризация может складываться из двух взаимно ортогональных, линейно-поляризованных волн с одинаковой амплитудой (рис. 15.1). Обе волны должны быть сдвинуты относительно друг друга на четверть длины, что обеспечивается четвертьволновой пластинкой. Волны в определенном месте могут быть выражены таким образом:

$$E_x(t) = E_0 \cos \omega t \quad \text{и} \quad E_y(t) = E_0 \sin \omega t. \qquad (15.1)$$

Как показано на рис. 15.1, $E_x(t)$ и $E_y(t)$ составляют в целом общую напряженность поля E_0, которая с направлением E_x образует угол ωt. Этот угол увеличивается со временем, так что общая напряженность поля проходит по кругу.

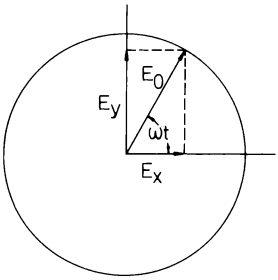


Рис. 15.1. Свет с круговой поляризацией состоит из двух взаимно ортогональных, линейно-поляризованных волн одинаковой амплитуды, сдвинутых по фазе относительно друг друга на четверть длины волны ($\lambda/4$)

Эллиптическая поляризация

На рис. 15.2 показано наложение двух взаимно ортогональных, линейно-поляризованных волн с разными амплитудами. При этом имеет место изменение разности хода между двумя волнами на 0, на восьмую долю волны, на четверть волны и т. д. Если разность хода составляет 0, $\lambda/2$ ($n\lambda/2$, $n = 0, 1, ...$), то вновь возникает линейно-поляризованный свет, причем, как видно из рис. 15.2, получаются два направления поляризации. Если разность составляет $\lambda/4$, $3\lambda/4$ и т. д., то образуется эллиптически поляризованный свет с разными направлениями вращения плоскости поляризации. Если амплитуды равны, то — как особый случай — имеет место свет с круговой поляризацией (см. рис. 15.1). Во всех прочих ситуациях возникает эллиптически-поляризованное излучение.

Линейно-поляризованная волна может переводиться в любую поляризацию, причем эта волна излучается на двоякопреломляющую кристаллическую пластинку. Последняя расщепляет пучок на две линейно-поляризованных части, которые на основе разных показателей преломления сдвинуты по фазе относительно друг друга. За пластинкой обе парциальных волны складываются в результирующую световую волну, причем толщина пластинки определяет, будет ли световое излучение иметь эллиптическую, круговую либо вновь линейную поляризацию.

15.2. Двойное лучепреломление

Изотропные, то есть аморфные, или кубически-кристаллические вещества преломляют луч в соответствии с законом преломления по уравнению (14.2). В случае неизотропных кристаллов имеет место двойное лучепреломление. Оно может быть вызвано также механическими или электрическими напряжениями в изотропных средах. Поступающее колебание раскладывается в двоякопреломляющей среде на два взаимно ортогональных колебательных компонента. Оба линейно-поляризованных луча распространяются с разными скоростями света, то есть

они имеют различные показатели преломления, как это показано на рис. 15.3 для оптически одноосного кристалла.

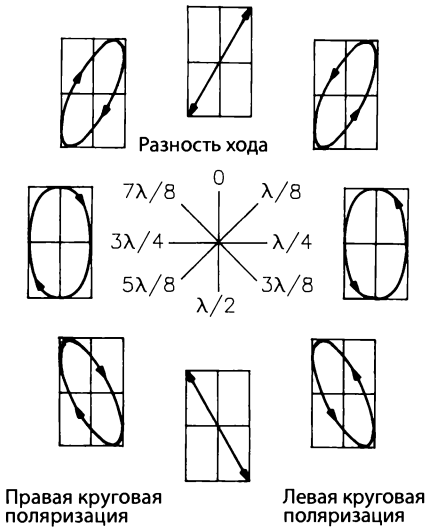


Рис. 15.2. В результате наложения двух взаимно ортогональных, линейно-поляризованных световых волн с разными амплитудами возникает эллиптически- либо линейно-поляризованный свет

Рис. 15.3. Зависимость показателя преломления $n^o(\Theta)$ и $n^e(\Theta)$ от направления распространения обыкновенного (o) и необыкновенного (e) поляризованного света; $n_o = n_1$ и $n_e = n_2$ есть приведенные в таблице 15.1 основные показатели преломления

Показатель преломления обыкновенного (англ. ordinary) луча не зависит от направления распространения в кристалле, как это имеет место в изотропном веществе. Показатель же преломления необыкновенного (англ. extraordinary) луча зависит от направления распространения и представлен на рис. 15.3 в виде эллипса — в поляризационной диаграмме, вращательно-симметричной относительно оптической оси. При распространении света в этом направлении показатели преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей идентичны.

Таблица 15.1. Основные показатели преломления некоторых кристаллов для Na D-линии при 589 нм

Кристалл	n_1	n_2	n_3	Вид двойного лучепреломления
Известковый шпат	1,6584	1,4864		одноосное отрицательное
Корунд	1,7682	1,6598		одноосное отрицательное
Кварц	1,5442	1,5533		одноосное положительное

Таблица 15.1. 1. Основные показатели преломления некоторых кристаллов для Na D-линии при 589 нм (Окончание)

Кристалл	n_1	n_2	n_3	Вид двойного лучепреломления
Лед	1,309	1,313		одноосное положительное
Тростниковый сахар	1,5382	1,5658	1,5710	двухосное
Слюда	1,5612	1,5944	1,5993	двухосное

Плоскость между оптической осью и направлением распространения называется главным сечением. Обыкновенный луч поляризован перпендикулярно главному сечению, а необыкновенный — параллельно ему.

На границе раздела с воздухом либо с другим веществом обыкновенный луч следует закону преломления. У необыкновенного луча волновые фронты располагаются уже не перпендикулярно, а слегка наклонно относительно направления луча. Направлением нормали считается нормаль относительно волновых фронтов. У необыкновенного луча следует различать направление нормали и направление излучения. Для направления нормали действует закон преломления с показателем преломления необыкновенного луча. Направление луча образует с направлением нормали небольшой угол, который, например, у известкового шпата $CaCO_3$ составляет максимум 6 градусов, но не является постоянным, а зависит от направления нормали. При распространении света параллельно или перпендикулярно оптической оси направление нормали и направление луча параллельны. Если поверхность кристаллической пластины ориентирована наклонно к оптической оси, то отклонение от направления нормали и направления луча приводит к расщеплению неполяризованного пучка на две ортогонально поляризованных составляющих. рис. 15.4 демонстрирует нормальное падение луча на поверхность. Направление нормали необыкновенного луча совпадает при этом с направлением распространения обыкновенного луча.

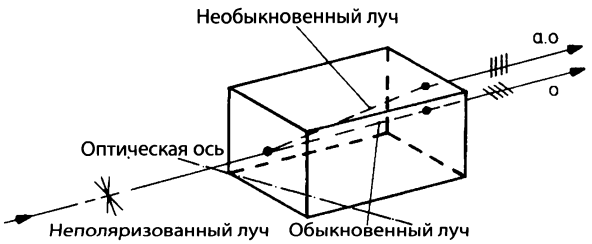


Рис. 15.4. Двойное преломление на пластинке из известкового шпата

Отклонение направления луча от направления нормали приводит к сдвигу пучка и проявляется, например, при удвоении частоты видимого лазерного излучения в нелинейных кристаллах. Поскольку подобное смещение невелико по сравнению с диаметром луча, то этим эффектом вполне можно пренебречь.

15.3. Поляризаторы

Линейно поляризованный свет может генерироваться из эллиптически поляризованного либо неполяризованного излучения посредством дихроичных

фильтров, на основе двойного лучепреломления и отражения. Двоякопреломляющие четвертьволновые пластинки создают на основе линейной поляризации свет круговой поляризации. Вращение плоскости поляризации может достигаться с помощью полуволновых пластинок.

Дихроичные поляризационные фильтры

Для получения линейно-поляризованного света часто используются дихроичные поляризационные фильтры. «Дихроизм» означает избирательное поглощение света одного направления поляризации. Для получения дихроичных поляризационных пленок в них помещают молекулы органических красящих веществ. Эти молекулы обладают продольной формой и соответствующей ориентацией. Поглощение для одного направления поляризации становится при этом почти 100 %, в то время как пропускание в другом направлении достаточно велико — например, 45 %. В инфракрасной области спектра применяют поляризационные фильтры из ориентированных металлических волосков (вискеров), размещаемых на подложке методом напыления.

Поляризационные призмы

Используемые для поляризации света двоякопреломляющие призмы существуют в разных версиях. Часто упоминаемая ранее призма Николя (или просто «николь») встречается сейчас все реже. Призмы Глана — Тейлора и Глана — Томпсона делают из неполяризованного луча поляризованный, причем этот луч сохраняет свое первоначальное направление (рис. 15.5 и 15.6). В случае другой поляризации на границе раздела обеих призм имеет место полное отражение, в результате чего этот луч зеркально отражается из хода лучей. Если в качестве материала применяют известковый шпат, то описанные призмы могут использоваться при длине волны в диапазоне от 0,3 до 2,3 мкм.

Поляризационные призмы вполне пригодны для высоких мощностей, если между ними предусматривается воздушный зазор. У традиционных призм имеется обычно слой клея, который может разрушиться при высоких мощностях лазерного излучения. В случае призмы Волластона неполяризованный пучок распадается на два луча, выходящих из призмы под разными углами относительно направления падения. Конструктивное исполнение переменного делителя пучка с призмой Глана — Тейлора показано на рис. 15.6.

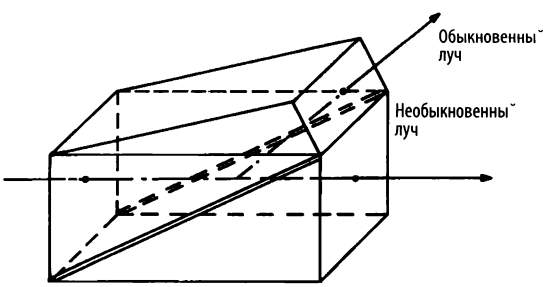


Рис. 15.5. Поляризационные призмы Глана — Томпсона

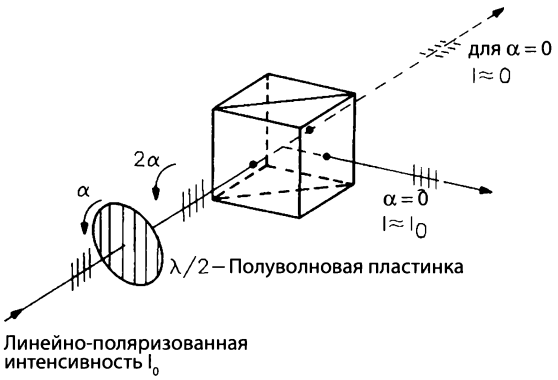


Рис. 15.6. Конструкция переменного, функционирующего без потерь светоделителя с призмой Глана — Тейлора и полуволновой пластинкой

Брюстеровские пластинки, тонкослойные поляризаторы

Пластинка из стекла или другого прозрачного материала оказывает поляризующее действие, если она устанавливается под углом к световому лучу. Как уже говорилось выше в главе 14, коэффициенты отражения от поверхностей пластинок для ортогональной (s) и параллельной (p) поляризации различны. Если угол падения равен углу Брюстера, то параллельно-поляризованная составляющая излучения вообще не отражается, так что отраженное излучение будет полностью ортогонально-поляризованным. В любом случае коэффициент отражения при ортогональной поляризации будет значительно ниже 100 %, поэтому брюстеровская пластинка считается поляризатором с низким кпд. Тем не менее, такие пластинки довольно часто используются в лазерах в качестве поляризаторов, поскольку обнаруживают для параллельной поляризации совсем ничтожные потери. При небольшом усилении активной среды лазера такого неполного пропускания вполне достаточно для подавления ортогональной поляризации, так что лазерное излучение становится абсолютно параллельно-поляризованным.

Для улучшения поляризующего действия брюстеровских пластинок — например, в целях применения их в лазерах высокого усиления — иногда прибегают сразу к нескольким пластинкам, уложенным друг за другом. Похожий эффект достигается и с помощью тонкослойных поляризаторов, которые, подобно диэлектрическому зеркалу, состоят из нескольких слоев с наклонным просвечиванием.

Четвертьволновые и полуволновые пластинки

Для генерации света круговой поляризации используются четвертьволновые пластинки из слюды или кварца. Они имеют ось кристалла в плоскости слоя, подлежащего маркировке. Направление линейной поляризации падающих волн должно быть под углом 45° к предпочтительному направлению. Показатели преломления в направлении оси кристалла и перпендикулярно ей различны, так что здесь имеют место две волны с разными скоростями. В результате у этих волн возникает разность фаз.

Толщина выбирается с таким расчетом, чтобы разность хода составляла четверть длины волны — для получения света круговой поляризации (рис. 15.7). Полное действие может быть достигнуто только для одной длины волны. Из поляризатора с четвертьволновой пластинкой удается сконструировать оптический изолятор, который позволяет свету проходить в одном направлении и подавляет отраженный свет.

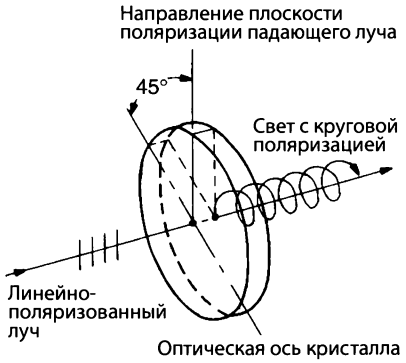


Рис. 15.7. Функция четвертьволновой пластинки. В результате поглощения линейно-поляризованного излучения возникает свет с круговой поляризацией

Для вращения плоскости линейной поляризации используются полуволновые пластинки. Путем поворота пластинки достигается непрерывное изменение направления поляризации (рис. 15.8).

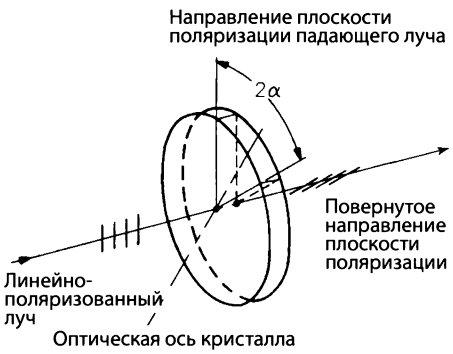


Рис. 15.8. Функция полуволновой пластинки. Направление поляризации может поворачиваться под любым углом 2α, причем α есть угол поворота пластинки

На рис. 15.6. представлен функционирующий без потерь переменный делитель пучка — подобный тому, что используется, например, в голографии. Линейно-поляризованный свет падает на поляризационную призму, дающую в итоге два взаимно ортогональных луча разной поляризации. Поворот полуволновой пластинки с 0 на 45° приводит к совместному повороту плоскости поляризации падающего луча — с 0 на 90°. При этом возможно любое бесступенчатое деление интенсивности между двумя лучами. Еще одна (не показанная на рисунке)

полуволновая пластинка может привести поляризацию обоих выходных пучков к одному направлению.

ЗАДАЧИ

15.1. Под каким углом находятся брюстеровские окна аргонового лазера ($n = 1{,}52$)?

15.2. Неполяризованный лазерный луч падает на 3 поляризатора, повернутых относительно друг друга на 60°. Вычислить интенсивность после первого, второго и третьего фильтров.

15.3. **(а)** Какова толщина простой четвертьволновой пластинки из кварца? **(б)** Функцию, подобную четвертьволновой пластинке, выполняют и пластинки более высокого порядка, обеспечивающие разность хода $(2k + 1)\cdot\lambda/4$ между обыкновенным и необыкновенным лучами, причем k есть целое число. Какой будет такая пластинка с толщиной примерно 0,5 мм ($n_1 = 1{,}5442$, $n_2 = 1{,}5533$, $\lambda = 589$ нм, см. таблицу 15.1)?

15.4. Как функционирует полуволновая пластинка?

15.5. Какие условия необходимо соблюдать при установке четвертьволновой пластинки для генерации света круговой поляризации?

ГЛАВА 16

МОДУЛЯЦИЯ И ОТКЛОНЕНИЕ ЛУЧА

Во многих областях применения лазеров их излучение подлежит модуляции или отклонению. Наряду с механическими конструкционными элементами для этой цели активно используют преимущественно акустооптические либо электрооптические способы.

16.1. Механические модуляторы

Простой способ амплитудной модуляции света состоит в том, что световой луч механически прерывается, например, фотозатвором. Для периодической модуляции рекомендуются вращающиеся диски со щелями (прерывателями) или колебательные системы, функционирующие по типу камертона. С механическими модуляторами достигается время переключения в области миллисекунд, а частоты обычно составляют несколько кГц. Более высокие частоты и более быстрые срабатывания вряд ли реальны, поскольку для ускорения массы прерывателя требуются достаточно большие усилия.

В качестве механических дефлекторов привлекают, например, вращающиеся призмы с несколькими фацетами, а также зеркала, перемещающиеся по принципу гальванометра. К преимуществам механических дефлекторов можно отнести сравнительно небольшие потери на поверхностях с зеркальным отражением и высокую разрешающую способность. Дефлекторы коммерческого назначения обладают разрешением от 10^2 до 10^4 точек на линию, причем время доступа составляет от 0,1 до 1 мс. Такие устройства обычно обеспечивают отклонение только в одной размерности, но путем последовательного включения двух дефлекторов может быть достигнуто и двухмерное отклонение.

Специально для твердотельных лазеров с высокими средними мощностями или достаточно большими длинами волн, например, порядка 3 мкм, для модуляции добротности были разработаны модуляторы по принципу нарушенного полного внутреннего отражения. Расстояние между двумя призмами по рис. 16.1 может изменяться пьезоэлектрическим способом. Если этот интервал достаточно мал, полное внутреннее отражение практически исключается, чем и обеспечивается прохождение луча. Данный процесс известен под условным обозначением FTIR от англ. frustrated total internal reflection — нарушенное полное внутреннее отражение. При большем интервале (в единицах микрометров) как раз имеет место полное внутреннее отражение, при котором траектория светового пучка оказывается блокированной.

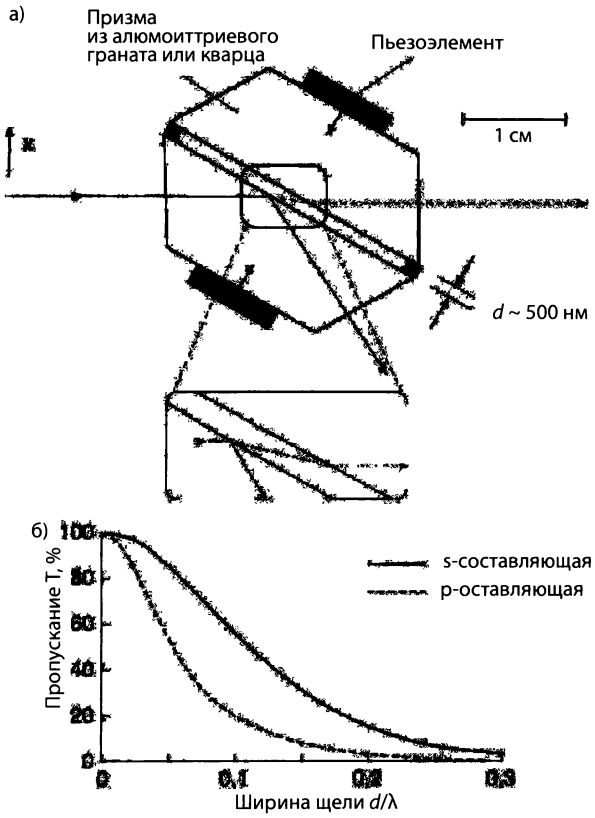


Рис. 16.1. Модулятор добротности по принципу нарушенного полного внутреннего отражения (FTIR). (а) Конструкция и принцип действия: падающий световой луч при большой ширине щели d полностью отражается от первой границы раздела. При меньшей ширине щели полное внутреннее отражение нарушается оптическим «туннельным» эффектом. Ширину щели можно регулировать на основе импульсов напряжения с помощью подходящего пьезоэлемента и образующихся при этом волн давления в призмах из алюмоиттриевого граната либо других материалов. (б) Вычисленный коэффициент пропускания как функция ширины щели

16.2. Акустооптические модуляторы

Ультразвуковые волны есть периодические флуктуации плотности. В той среде, где они распространяются, ультразвуковые волны вызывают пространственно-периодическое изменение показателя преломления, которое воздействует на воздух по типу дифракционной решетки, вследствие чего возникает акустооптический эффект. Дифракция на тонкой и толстой решетках протекает по-разному. На тонкой решетке (Рамана — Ната) для угла дифракции θ по рис. 16.2 имеет силу:

$$\sin\theta = \frac{\lambda}{\Lambda n}, \tag{16.1}$$

где λ/n есть длина световой волны в среде с показателем преломления n, а $\Lambda = v/f$ означает длину волны или, соответственно, шаг (постоянную) дифракционной решетки ультразвука. Этот параметр зависит от частоты звуковых колебаний f (обычно от 50 до 500 МГц) и звуковой скорости v ($\approx 5 \cdot 10^5$ см/с). Максимальная дифракционная эффективность тонкой синусоидальной фазовой решетки составляет 33,8 %. Для решетки толщиной l в области комбинационного рассеяния (Рамана — Ната) с $\lambda l < \Lambda^2$ обнаруживается несколько порядков дифракции.

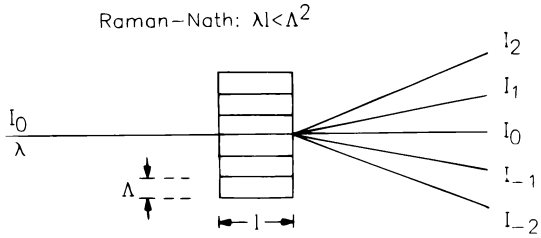


Рис. 16.2. Дифракция на тонкой дифракционной решетке ультразвука (по теории комбинационного рассеяния Рамана — Ната)

Схема Брэгга

Если решетка обладает достаточной толщиной относительно постоянной Λ, то дифрагированная интенсивность по рис. 16.2 возрастает. Возникает деструктивная интерференция между дифрагированными волнами вдоль линии решетки. Для получения интерференций на пространственных решетках $\lambda l > \Lambda^2$ потребуется геометрия по Брэггу (рис. 16.3). Конструктивная интерференция наступает при облучении под углом Брэгга Θ относительно плоскости решетки:

$$\sin\Theta = \frac{\lambda}{2\Lambda n}. \tag{16.2}$$

Преимущество ультразвуковой решетки достаточной толщины состоит в том, что ее дифракционная эффективность может достигать 100 %, и тогда имеет место только один порядок дифракции. Пропускание акустооптического модулятора с толстой решеткой составляет:

$$T = T_0 \cos^2 (MP^{1/2}/\lambda), \tag{16.3}$$

где T_0 есть стандартное пропускание, M — геометрическая постоянная и постоянная вещества, а P — входная акустическая мощность. При мощностях на уровне $P \approx 10$ Вт пропускание T может упасть почти до нуля, то есть дифракционная эффективность возрастет до 100 %.

Бегущие и стоячие ультразвуковые волны

В схемах по рис. 16.2 и 16.3 ультразвуковая волна после прохождения через модулятор поглощается, так что стоячих волн не образуется. При этом получают дифракцию на подвижной решетке. В результате эффекта Доплера возникает сдвиг частоты дифрагированного света. В то время как проходящий свет сохраняет частоту f_0, в первых порядках дифракции имеет место $f_0 \pm f$, причем f обозначает ультразвуковую частоту. При направлении распространении звука согласно рис. 16.3 получается отрицательный знак, при обратном направлении — положительный.

Стоячие ультразвуковые волны возникают при отражении падающей волны. Проходящий свет является тогда амплитудно-модулированным с частотой $2f$, что используется, например, для синхронизации лазерных мод. Модуляторы стоячих волн применяют, прежде всего, в целях получения высокочастотной периодической модуляции

света. Для достижения модуляции света с любым амплитудным распределением используется в большинстве случаев дифракция на бегущих ультразвуковых волнах.

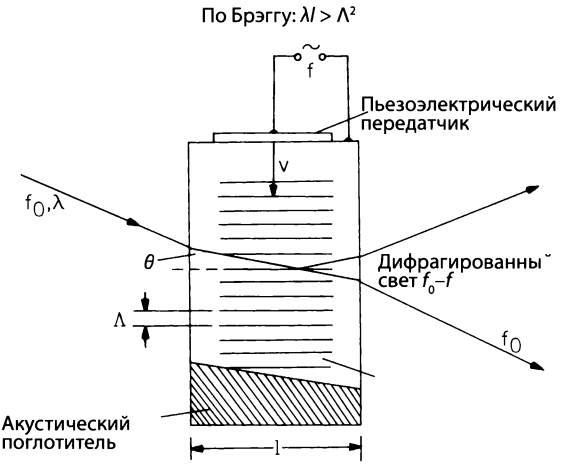


Рис. 16.3. Дифракция на акустооптическом модуляторе большой толщины в схеме Брэгга

Модуляторы

Устройства на рис. 16.3, функционирующие с бегущими звуковыми волнами, используются как в качестве модулятора, так и в качестве дефлектора. Для получения здесь амплитудной модуляции проходящего луча придется подключить акустическую мощность. Периоды включения ограничены преимущественно временем прохождения $\tau = d/v$ ультразвуковой волны через диаметр светового луча d. Поэтому ширина полосы модуляции обратно пропорциональна диаметру луча. Для нормального луча с $d = 0{,}8$ мм получают ширину полосы около 3 МГц, при ультразвуковых частотах — порядка 100 МГц. При фокусировке пучка ширина полосы увеличивается. Но так как при этом возрастает и дивергенция, условие Брэгга уже до конца не выполняется, так что дифракционная эффективность падает.

Акустооптические модуляторы находят применение, например, в качестве модуляторов добротности в твердотельных лазерах. По сравнению с электрооптическими модуляторами добротности, здесь требуются меньшие возбуждающие мощности, что позволяет модуляцию добротности с более высокими частотами повторения импульсов — например, до 100 кГц. Однако следует указать на довольно долгое время переключения, например, со ссылкой на приведенный выше пример — около 300 нс.

Дефлекторы

При акустооптических дефлекторах согласно рис. 16.3 ультразвуковая частота, то есть длина волны Λ, должна варьироваться. Каждому значению Λ соответствует свой угол

дифракции Θ. Но поскольку условие Брэгга (уравнение 16.2) выполнено только для пары значений Θ и Λ, то при изменении Λ меняется и дифракционная эффективность. Этот эффект может быть устранен в дефлекторах лазеров за счет опрокидывания направления звуковой волны, в результате чего вновь будет иметь силу уравнение (16.2). Это опрокидывание достигается с помощью нескольких расположенных вплотную ультразвуковых передатчиков с синфазным управлением.

Число точек изображения N, которые могут быть созданы дефлектором, составляет от 100 до 1000 на линию с временем доступа в несколько микросекунд.

Акустооптические материалы

Для использования в качестве модулятора или дефлектора предлагаются как толстые и тонкие, так и бегущие и стоячие дифракционные решетки. С учетом слабого поглощения в видимой и соседних с ней областях спектра и высокой нагрузочной способностью кварцевого стекла этот материал часто используется в коммерческих модуляторах. Нередко выбирается и другое вещество — TeO_2, требующее меньших электрических мощностей возбуждения.

В качестве пьезоэлектрического передатчика для генерации ультразвуковой волны (рис. 16.3) служит, в основном, $LiNbO_3$, причем здесь требуются напряжения на уровне 7–10 В при высокочастотных мощностях около 1 Вт.

16.3. Электрооптические модуляторы

С помощью электрооптических модуляторов достигаются частоты модуляции вплоть до микроволнового диапазона при коротком времени переключения в области 100 пикосекунд. К недостаткам же можно отнести то, что здесь требуются довольно высокие мощности в несколько киловольт. Электрооптические конструкционные элементы обеспечивают вращение плоскости поляризации света. С помощью поляризационного фильтра осуществляется затем преобразование вращения в модуляцию интенсивности.

Ячейки Поккельса

В основу электрооптической модуляции положен так называемый эффект Поккельса. При этом под влиянием электрического поля изменяется двойное преломление кристаллов. Вместо одного направления излучения в кристалле возникает два взаимно ортогональных направления поляризации — с разными скоростями света и показателями преломления. При этом имеющаяся разность показателей преломления Δn пропорциональна величине E напряженности приложенного поля (линейный электрооптический эффект):

$$\Delta n = n^3 r E = n^3 r U/d, \qquad (16.4)$$

где r есть зависимая от ориентации постоянная вещества (см. таблицу 16.1), n — показатель преломления, U — напряжение, которое через расстояние d между электродами генерирует напряженность поля E в кристалле. В результате изменения

показателя преломления Δn возникает разность фаз между составляющими световой волны, колеблющимися в обоих направлениях поляризации. Если оптическая разность путей $\Delta nl = \lambda/2$, то разность фаз $\Delta = \pi$, причем l есть длина просвечиваемого кристалла. Соответствующее напряжение $U_{1/2}$ называют полуволновым напряжением, которое вычисляется из: $\Delta nl = \lambda/2 = n^3 r U_{1/2}{}^{l/d}$ (см. уравнение 16.5), где λ есть длина волны. Обычно разность фаз Δ между двумя различно поляризованными волнами после прохождения через кристалл составляет:

$$\delta = \pi U/U_{1/2}, \text{ где } U_{1/2} = \lambda d/2n^3 rl. \qquad (16.5)$$

Таблица 16.1. Электрооптические параметры (по данным Кёхнера) для кристаллов в продольных ячейках Поккельса при $\lambda = 0{,}63$ мкм. Напряжения для ADP, KDP и KD*P действительны в отношении ячеек продольного типа и могут вычисляться по уравнению (16.5) при $d = l$. Значение для $LiNbO_3$ относится к поперечной ориентации с $d/l = 9/25$

Среда	$n = n_0$	r (мкм/В) $\cdot 10^{-6}$	$U_{1/2}$ (кВ)
Дигидрофосфат аммония (ADP)	1,522	$r_{63} = 8$	11
Дигидрофосфат калия (KDP)	1,512	$r_{63} = 11$	8
Дейтерированный дигидрофосфат калия (KD*P)	1,508	$r_{63} = 24$	4
Ниобат лития ($LiNbO_3$)	2,286	$r_{22} = 7$	2
Теллурид кадмия (CdTe)	2,60	$r_{33} = 31$	
		$r_{41} = 6{,}8$ (при 10,6 мкм)	

У ячейки Поккельса свет попадает на кристалл при направлении поляризации с наклоном под углом 45° относительно обоих основных направлений поляризации, так что обе ортогонально поляризованные составляющие в кристалле имеют одинаковую амплитуду (см. фильтр Лио). После прохождения через кристалл обе волны имеют разные фазы и поэтому складываются обычно в эллиптически-поляризованную волну. Для $\Delta nl = 0$, λ, 2λ и т.д. получаются в первоначальном направлении линейно-поляризованные волны, а для $\Delta nl = \lambda/2$, $3\lambda/2$,... — линейно-поляризованные волны перпендикулярно первоначальному направлению. Если за кристаллом размещается поляризатор, то будет проходить только часть поляризованной волны. Если направление пропускания поляризатора будет перпендикулярным ($\perp$) либо параллельным ($\parallel$) поляризации падающей на кристалл волны (рис. 16.4), то пропускание выражается через:

$$T_\perp = T_0 \sin^2\left(\frac{\pi}{2}\frac{U}{U_{1/2}}\right) \quad \text{и} \quad T\parallel = T_0 \cos^2\left(\frac{\pi}{2}\frac{U}{U_{1/2}}\right), \qquad (16.6)$$

где T_0 показывает максимальное пропускание системы, измеряемое без поляризации.

Ячейка Поккельса продольного типа. Если электрическое поле располагается параллельно распространению света на кристалл (рис. 16.4), то $l = d$, а $U_{1/2}$ не зависит от размеров кристалла (см. таблицу 16.). Для уменьшения напряжений наполовину можно с помощью зеркала дважды пропустить свет через кристалл либо включить два кристалла, а именно: оптическим способом — последовательно и электрическим — параллельно.

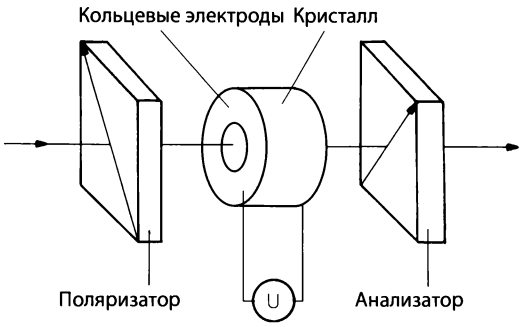


Рис. 16.4. Электрооптический модулятор с ячейкой Поккельса продольного типа

Ячейка Поккельса поперечного типа. При подходящей ориентации кристалла можно расположить электрическое поле перпендикулярно направлению распространения света на кристалл. Тогда $U_{1/2}$ зависит от отношения l/d; при большой длине l и малой толщине d рабочее напряжение сравнительно невелико. Это позволяет использование такой ячейки в качестве широкополосного модулятора примерно до 100 МГц. При большой длине l емкость ячейки столь велика, что это серьезно затрудняет работу при более высоких частотах модуляции.

В качестве кристаллов для видимой и ближней инфракрасной области спектра и др. находит применение дигидрофосфат калия (KH_2PO_4, коротко KDP) и ниобат лития ($LiNbO_3$). Кристаллы KDP пропускают на уровне 0,4–1,3 мкм. Длина и толщина кристаллов достигает нескольких сантиметров. Потери $1 - T_0$ составляют несколько процентов. В случае продольных ячеек Поккельса напряжение может подаваться, например, через снабженные напылением кольцевые либо прозрачные электроды. Вместо KDP вполне годятся и кристаллы KD*P, в которых водород замещен дейтерием. В этих кристаллах напряжение модуляции несколько меньше. Плотность мощности модулируемого света может составлять — при длительности световых импульсов около 10 нс — до 40 МВт/см^2.

Кристаллы $LiNbO_3$ обладают более высокими электрооптическими параметрами и, следовательно, меньшими напряжениями $U_{1/2}$, чем KDP. Для спектрального диапазона от 1 до 30 мкм может использоваться теллурид кадмия CdTe. При более значительных длинах волн требуются довольно высокие напряжения.

Ячейки Керра

В изотропных материалах тоже можно создавать двойное преломление на основе электрического напряжения, причем изменение показателя преломления пропорционально квадрату напряженности приложенного поля (эффект Керра, квадратичный электрооптический эффект):

$$\Delta n = K \cdot \lambda \cdot E^2, \qquad (16.7)$$

где K есть постоянная Керра (например, у ячейки с нитробензолом $K = 245 \cdot 10^{-14}$ мВ$^{-2}$ при 589 нм). Электрическое напряжение приложено преимущественно перпендикулярно

направлению распространения света. У ячеек Керра необходимые рабочие напряжения значительно выше, чем у ячеек Поккельса.

Ячейки Керра могут функционировать и под действием напряженности электрического поля световых импульсов (оптический эффект Керра), и тогда время включения будет находиться на уровне пикосекунд. Это используется, например, в целях измерения световых импульсов минимальной длительности, не подлежащих электрическому разрешению. Для такого измерения световой импульс посылается через затвор на ячейке Керра, который в разные моменты времени открывается другим, возможно, еще более коротким световым импульсом: при этом происходит измерение мгновенной интенсивности в разное время.

16.4. Оптические развязки

Эффект Фарадея

Для модуляции света могут использоваться и магнитооптические эффекты. Под так называемым эффектом Фарадея понимается вращение плоскости поляризации линейно-поляризованного света, проходящего через вещество, размещенное в однородном магнитном поле. Направление вращения плоскости поляризации совпадает с направлением тока в катушке, посредством которой создается магнитное поле. Экспериментами доказана линейная зависимость между углом поворота плоскости поляризации Δ и напряженностью магнитного поля H:

$$\delta = 1 \cdot V \ H, \tag{16.8}$$

где V есть постоянная Верде (например, для стекла из силиката свинца $V = 0{,}07$ угловых минут/А), а l — длина просвечиваемого материала. Если для создания магнитного поля используется длинная катушка с числом витков N и длиной l, по которой проходит ток, то имеем:

$$H = N \cdot I/l \ \text{ и } \ \delta = V \ N \ I. \tag{16.9}$$

Фарадеевский вращатель плоскости поляризации

У *лазерных систем* часто возникают проблемы в связи с тем, что отраженный свет становится причиной нежелательной обратной связи. Избежать этого можно с помощью оптического диэлектрика либо направленного ответвителя, призванного пропускать свет в прямом направлении, в то время как обратный свет подлежит поглощению. Подобный «оптический диод» состоит из поляризатора и фарадеевского вращателя, поворачивающего плоскость поляризации под углом 45° (рис. 16.5). За вращателем находится анализатор, у которого направление пропускания повернуто под углом 45° относительно направления пропускания поляризатора, что позволяет прохождение света, идущего от поляризатора. Свет, проходящий в обратном направлении, также поворачивается фарадеевским вращателем в плоскости поляризации на 45°, но в том же направлении, что и прежде, так что относительно направления пропускания поляризатора он повернут уже на 90° и, таким образом, тушится.

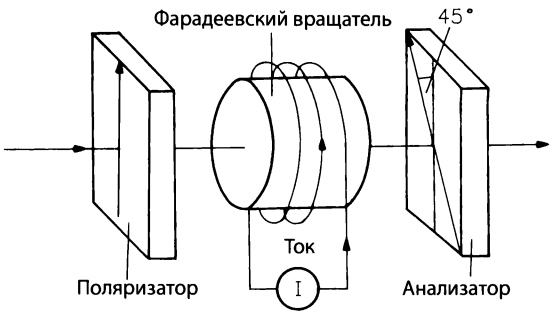


Рис. 16.5. Оптический диэлектрик или направленный ответвитель с фарадеевским вращателем

Благодаря высоким требуемым токам фарадеевские вращатели для импульсных лазеров (например, на Nd: ИАГ) действуют также и в импульсном режиме. Подобное устройство коммерческого назначения в целях создания магнитного поля разряжает конденсатор 80 мкФ с 500 В в катушку, где появляются токи 500 А. Между тем, фарадеевские вращатели для оптических диэлектриков функционируют преимущественно с постоянными магнитами.

Фарадеевские вращатели находят применение и в области амплитудной модуляции. Из-за большой индуктивности катушки возбуждения достигаемые частоты модуляции значительно ниже, чем у электрооптических модуляторов.

Для вращения плоскости поляризации могут использоваться также сегнетоэлектрические кристаллы, не нуждающиеся во внешнем магнитном поле. Такие кристаллы рекомендуются для применения в оптических диэлектриках при низких мощностях — например, в полупроводниковых лазерах.

16.5. Насыщающиеся поглотители

В насыщающихся поглотителях пропускание есть функция интенсивности поглощенного света. Коэффициент поглощения α понижается согласно:

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + I / I_s} \tag{16.10}$$

в зависимости от поглощенной интенсивности I, причем α_0 есть максимальный показатель поглощения при $I = 0$, а I_s — зависимая от вещества интенсивность насыщения, при которой α падает до уровня $\alpha_0/2$. Пропускание $T = \exp(-\alpha x)$ слоя толщиной x возрастает в зависимости от поглощенной интенсивности.

Насыщающееся поглощение проявляет себя опустошением основного состояния поглощающих атомов или молекул. При больших поглощенных интенсивностях величины населенности основного состояния и возбужденного состояния будут равными, поэтому число поглощенных фотонов равно числу фотонов индуцированного излучения, так что теоретически получается: $\alpha \to 0$ и $T = 1$.

С точки зрения лазерной техники особый интерес представляют насыщающиеся поглотители высокого быстродействия, благодаря чему после отключения

интенсивности света вновь быстро устанавливается начальное пропускание T_0. В качестве насыщающихся поглотителей используются, кроме прочего, растворы красителей. Через концентрацию красителя и толщину поглотителя удается нужным образом регулировать начальное пропускание T_0. Для красителя типа криптоцианина, растворенного в метаноле (модулятор добротности для рубинового лазера), интенсивность насыщения составляет: $I_s \approx 5$ МВт/см^2. Для лазера на стекле с неодимом применяют, главным образом, кристаллы иттрий-алюминиевого граната, легированного Cr^{4+} ($I_s \approx 6$ кВт/см^2 — вычисление на основе плотности пороговой энергии 27 мДж/см^2 и времени жизни 4 мкс) (по данным Кёхнера). Для CO_2-лазера находят применение газы вроде SF_6.

Насыщающиеся поглотители используются как пассивные затворы, автоматически срабатывающие при превышении определенной входной интенсивности для модуляции добротности либо синхронизации мод лазеров — в целях генерации коротких лазерных импульсов, как это подробно обсуждается в следующей главе.

ЗАДАЧИ

16.1. В случае акустооптического модулятора из кварцевого стекла (в схеме Брэгга) при включении ультразвуковой частоты $f = 100$ МГц имеет место отклонение луча гелий-неонового лазера на $\Delta = 10{,}6$ мрад. Какова здесь скорость звука?

16.2. Как велика разность показателей преломления Δn в модуляторе поперечного типа на кристалле дейтерированного дигидрофосфата калия (KD*P) длиной $l = 2$ см ($n = 1{,}508$) с приложенным полуволновым напряжением $\lambda/2$ ($\lambda = 500$ нм)?

16.3. Определить полуволновое напряжение $U_{1/2}$ для модулятора KD*P поперечного типа длиной $l = 2$ см и шириной $d = 3$ мм для гелий-неонового лазера. Какова разность показателей преломления Δn? (Используйте значения из таблицы 16.1 и уравнения 16.5–16.6. Сравните полученный результат для Δn с предыдущим заданием).

16.4. Пассивный модулятор добротности (криптоцианин) используется в рубиновом лазере. Время жизни на верхнем уровне составляет $2 \cdot 10^{-11}$ секунд, сечение поглощения $= 8 \cdot 10^{-16}$ см^2. Какова интенсивность насыщения?

ГЛАВА 17

ИМПУЛЬСНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Первый построенный в 1960 году рубиновый лазер и многочисленные последующие конструкции, например, лазеры на эксимере способны функционировать исключительно в импульсном режиме. Для других лазеров возможны оба режима генерации — импульсный и непрерывный, причем первый связан с меньшими затратами и поэтому имел более широкое применение. Кроме того, при импульсной генерации достигаются значительно более высокие световые мощности, что позволяет наблюдать новые оптические эффекты, вызывающие живой интерес с точки зрения их научного и технического применения.

В основе самого простого способа импульсной генерации лазера лежит импульсное возбуждение. Здесь можно упомянуть, например, твердотельные лазеры со световой накачкой от короткого разряда лампы-вспышки. Нередко лазерное излучение при этом не следует за импульсом возбуждения, обладая соответствующей субструктурой. Таковая модулирована в форме отдельных пиков интенсивности, или так называемых «пичков» (англ. spike), к которым мы еще вернемся в п.17.1.

На основе различных методов, как то: модуляции добротности, вывода импульсов (опустошения резонатора) и синхронизации мод — удается заметно сократить длительность лазерного излучения по сравнению с длительностью возбуждения. Тогда можно генерировать лазерные импульсы длительностью всего в несколько фемтосекунд, что крайне важно при изучении быстро протекающих процессов. Ниже приведен перечень возможных длительностей импульсов, используемых в разных лазерных системах:

Твердотельный лазер, с импульсным возбуждением лампой-вспышкой	10 мкс
Твердотельный лазер, с модуляцией добротности	1 нс
Твердотельный лазер (Ti: сапфир), с синхронизацией мод	5 фс
TiSa-лазер, с синхронизацией мод + сжатием импульсов	> 1 фс
Газовый N_2-лазер, с импульсным электрическим возбуждением	100 пс
Газовый Ar+-лазер, с опустошением резонатора	1 нс
Газовый Ar+-лазер, с синхронизацией мод	100 пс
Диодный лазер, с импульсным возбуждением	5 пс
Лазер на красителе, с импульсным возбуждением лампой-вспышкой	1 мкс
Лазер на красителе, с синхронизацией мод	25 фс
Лазер на красителе, с синхронизацией мод + сжатием импульсов	6 фс
Рентгеновский лазер с возбуждением от TiSa-лазера, «аттосекундный» лазер	< 1 фс

17.1. Релаксационные колебания

У твердотельных лазеров с накачкой лампой-вспышкой импульсное лазерное излучение часто отличается весьма неравномерной структурой. Пример рубинного

лазера на рис. 9.3 показывает, что интенсивность лазерного излучения состоит из «пичков» со статистической амплитудой, продолжительностью во времени и интервалом. Непрерывные рубиновые лазеры, или лазеры на алюмоиттриевом гранате с неодимом демонстрируют «пичковый» режим (англ. spiking) только при включении согласно рис. 17.1. Похожие явления отмечаются также при возмущениях в непрерывно работающем лазере. Наблюдаемые «пички», включая переходные процессы, и есть так называемые релаксационные колебания. Теоретическая суть данных явлений уже рассматривалась выше в п.2.7.

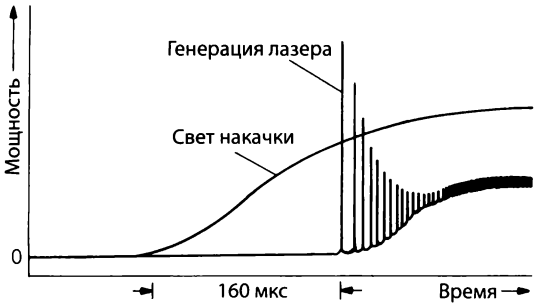


Рис. 17.1. Пример релаксационных колебаний при включении лазера на основе алюмоиттриевого граната с неодимом (пичковый режим). (По данным Кнойбюля и Зигриста)

Процесс появления релаксационного колебания достаточно просто объяснить и без привлечения каких-либо вычислений. После начала процесса накачки в активной среде лазера формируется величина населенности N_2 верхнего лазерного уровня. В случае равновесного состояния величина N_2 устанавливается на пороговое значение для генерации лазерного излучения N_{2s} (см. также главу 2). Но при возбуждении лазера плотность фотонов в лазерном резонаторе еще мала, и индуцированное излучение пока ничтожно. Поэтому величина населенности N_2 значительно превышает пороговое значение N_{2s} (рис. 17.2). В результате высокой инверсии населенностей очень быстро создается поле излучения. При этом плотность фотонов возрастает, выходя далеко за пределы равновесного значения. По этой причине верхний лазерный уровень опустошается так стремительно, что уже не хватает атомов, возбужденных в процессе накачки. Инверсия падает ниже порогового значения, а мощность лазерного излучения резко уменьшается. Посредством накачки можно теперь снова добиться заселенности верхнего лазерного уровня, так как индуцированное излучение сильно уменьшается. И тогда начинается новый цикл, а далее возникает второй, третий и т. д. «пичок» в излучении лазера.

При относительно низкой мощности накачки колебания согласно рис. 17.1 и 17.2 достигают величины, соответствующей равновесному состоянию. При накачке интенсивными импульсами инверсия населенностей после «пичка» регрессирует настолько, что испускание практически исчезает и лазерное излучение состоит из отдельных «пичков». В твердотельных лазерах с непрерывной накачкой после небольшого возмущения обнаруживаются релаксационные колебания в синусоидальных затухающих осцилляциях с определенным временем затухания.

Релаксационные колебания можно описать с помощью скоростного уравнения, используя машинные решения согласно рис. 17.2. Для четырехуровневых лазеров выводят следующие далее приближенные уравнения.

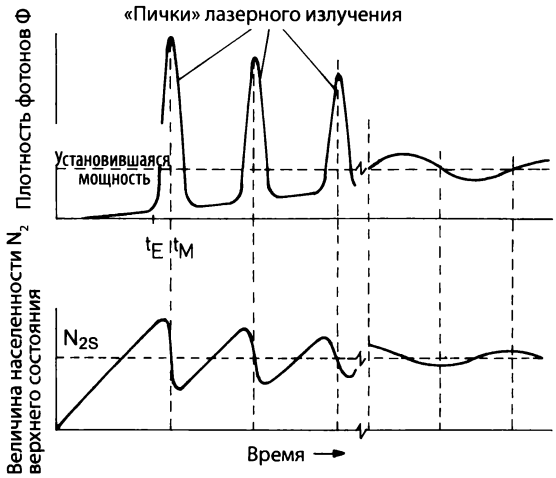


Рис. 17.2. Отображение плотности фотонов Φ и величины населенности N_2 при релаксационных колебаниях в твердотельном лазере (по данным Кёхнера)

В начале накачки индуцированное испускание ничтожно мало и им можно пренебречь. Если оставить без внимания и спонтанное испускание, то на основе уравнения (2.43) для величины населенности N_2 получаем:

$$\frac{dN_2}{dt} = W_p N \quad \text{для } t < t_E, \tag{17.1}$$

где W есть мощность накачки (1/с), а N — число лазерных атомов. Здесь принимается: $N_1 << N_2 << N_0$ и $N_0 \approx N$. Уравнение (17.1) показывает, что величина населенности N_2 линейно увеличивается со временем, как это видно из рис. 17.2 для короткого периода.

В процессе образования «пичков» согласно скоростному уравнению (2.43) терм индуцированного испускания становится больше прочих слагаемых:

$$\frac{dN_2}{dt} = -N_2 \delta c \Phi \quad \text{для } t_E < t < t_M. \tag{17.2}$$

Для плотности фотонов Φ получаем на основе (2.44) похожее уравнение:

$$\frac{d\Phi}{dt} = +N_2 \delta c \Phi \quad \text{для } t_E < t < t_M. \tag{17.3}$$

Плотность фотонов возрастает, согласно уравнению (17.3), почти экспоненциально времени. Напротив, величина населенности N_2, согласно уравнению (17.2), падает до значения, которое может быть меньше установившейся величины. Плотность фотонов достигает в данном временном диапазоне своего максимума. Поскольку в связи с этим величина населенности N_2 очень мала, плотность фотонов в результате излучения через зеркало и из-за прочих потерь понижается (см. уравнение 2.44):

$$\frac{d\Phi}{dt} \approx -\frac{\Phi}{\tau_R} \quad t > t_M. \tag{17.4}$$

Поэтому амплитуда «пичков» резко падает и может вновь поползти вверх только после того, как N_2 в результате накачки превысит пороговое значение. Населенность верхнего лазерного уровня N_2 опять растет соответственно уравнению (17.1):

$$\frac{dN_2}{dt} \approx W_p N \quad \text{для } t > t_м, \tag{17.5}$$

так что начинается новый «пичковый» цикл. В следующем цикле максимумы становятся меньше и приближаются к равновесному состоянию.

Числовые расчеты, исходя из представленных здесь простых скоростных уравнений, показывают закономерный цуг релаксационных колебаний. Однако на практике лазеры часто демонстрируют неравномерные незатухающие «пички». Это объясняется тем, что затухание здесь очень невелико, так что значение равновесия в течение импульса накачки не достигается. Ранее, кроме прочего, предполагалось, что механические и тепловые помехи могут привести к неравномерностям в «пичках». Оказалось, однако, что неравномерные релаксационные колебания, или пички, имеют и более глубокие причины. Они заключаются в том, что лазер в большинстве случаев генерирует на многих продольных и также поперечных модах. Динамическая характеристика каждой отдельной моды может быть описана на основе скоростных уравнений, подобных тем, что приведены в п.2.7, причем синхронизация мод достигается в результате общего уменьшения населенности. Связная система уравнений уже при наличии всего двух мод имеет регулярные и нерегулярные либо хаотические решения в зависимости от наличия разных параметров. Статистические «пички» лазерного излучения являются, следовательно, примером наступления хаоса в нелинейных системах.

Если для специальных применений требуется закономерный, или регулярный «пичковый» режим, лазер должен генерировать на одной единственной продольной и поперечной моде — обычно на моде $ТЕМ_{00}$. Пиковая мощность «пичков» может быть тогда на несколько десятичных порядков больше средней мощности. Если нам нужен всего один «пичок» в качестве выходного импульса, то возбуждение должно быть достаточно коротким: таким может быть, например, импульс света накачки у твердотельного лазера.

Способом генерации еще более коротких лазерных импульсов с более высокой пиковой мощностью является обсуждаемая в следующем разделе модуляция добротности.

17.2. Модуляция добротности

Путем сокращения длительности лазерного излучения можно добиться повышения пиковой мощности при заданной энергии накачки, что вызывает большой интерес во многих областях применения лазерных систем. Это достигается на основе модуляции добротности, когда генерируются так называемые гигантские импульсы.

При нормальном импульсном режиме, например, в случае твердотельных лазеров Nd: ИАГ посылается импульс накачки длительностью около 100 мкс. При достаточной мощности накачки лазер возбуждается уже спустя несколько микросекунд, и лазерное излучение генерируется на протяжении всего

периода накачки. О «пичковом» режиме уже говорилось в предыдущем разделе. Для повышения мощности лазерного импульса можно сделать так, что лазер будет возбуждаться, только если в процессе накачки достигается максимальная инверсия населенностей. Это бывает в конце импульса накачки, когда время жизни на верхнем лазерном уровне велико по сравнению с периодом накачки. На основе модуляции добротности в процессе накачки происходит включение резонатора. Ввод луча между зеркалами прерывается, или повышаются внутренние потери. И только в конце импульса накачки деблокируется резонатор в момент времени t_Q. Тогда на основе высокой инверсии формируется короткий лазерный импульс с высокой пиковой мощностью. Этот процесс схематически показан на рис. 17.3.

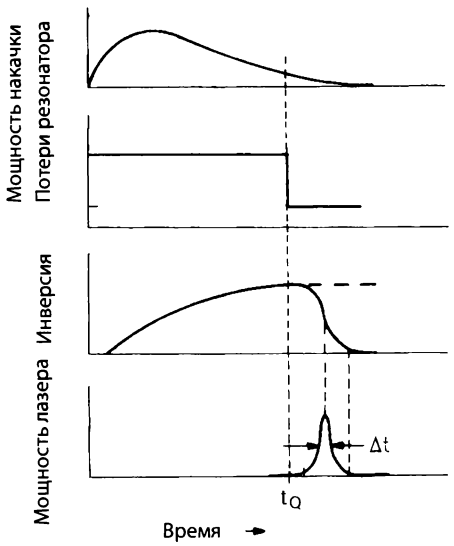


Рис. 17.3. Временная характеристика при модуляции добротности [17]. Мощность накачки: свет лампы-вспышки. Потери резонатора: изменение на основе схемы ячейки Поккельса. Инверсия: форма кривой задана интегрированием импульса лампы-вспышки. Мощность лазера: формируется короткий импульс (Δt = наносекундный диапазон с высокой мощностью в единицах МВт)

Модуляция добротности обеспечивает тогда резкое повышение импульсной мощности, если время жизни на верхнем лазерном уровне продолжительнее периода накачки. При сильной накачке длительность импульсов Δt выражается через время пролета излучения в резонаторе, то есть лазерный луч лишь однажды проходит между зеркалами с интервалом L в прямом и обратном направлениях:

$$\Delta t = \frac{2L}{c}, \tag{17.6}$$

причем c есть средняя скорость света в резонаторе. Длительность импульсов в несколько наносекунд достигается при пиковых мощностях в ГВт-диапазоне. Энергия импульсов ограничена числом возбужденных лазерных атомов в активной среде. С учетом дополнительных потерь модуляции добротности энергия импульсов несколько меньше всей энергии в нормальном режиме генерации.

Электрооптические затворы

На роль затворов выбираются обычно ячейки Поккельса, например, из дигидрофосфата калия (см. здесь также п.16.3), которые изменяют поляризацию

излучения под влиянием электрического поля. Обыкновенное и необыкновенное направления поляризации кристалла проходят под углом 45° относительно направления поляризации излучения. С приложением полуволнового напряжения плоскость поляризации поворачивается на 90°, причем обыкновенная и необыкновенная волны получают разность хода в половину длины волны. На основе всего вышесказанного электрооптический затвор может быть сконструирован согласно рис. 17.4а. Полуволновое напряжение включается только в конце импульса накачки: значит, в этом момент времени открывается траектория светового пучка.

С помощью нескольких конструкционных элементов и при наличии небольшого напряжения можно реализовать схему согласно рис. 17.4б. С приложением четвертьволнового напряжения линейно-поляризованный луч лазера становится светом круговой поляризации. После отражения излучение еще раз проходит через ячейку Поккельса, и тогда разность ходов составляет уже половину волны. Следовательно, плоскость поляризации поворачивается на 90° только после прохождения через электрооптический кристалл в прямом и обратном направлениях, так что отраженное излучение не может пройти через поляризатор. Траектория светового пучка, таким образом, замкнута. И только в конце импульса накачки четвертьволновое напряжение отключается, и резонатор становится проходимым. Требуемые напряжения составляют лишь половину того значения, что указано в схеме по рис. 17.4а.

С применением электрооптических затворов достигается быстродействие короче 1 наносекунды.

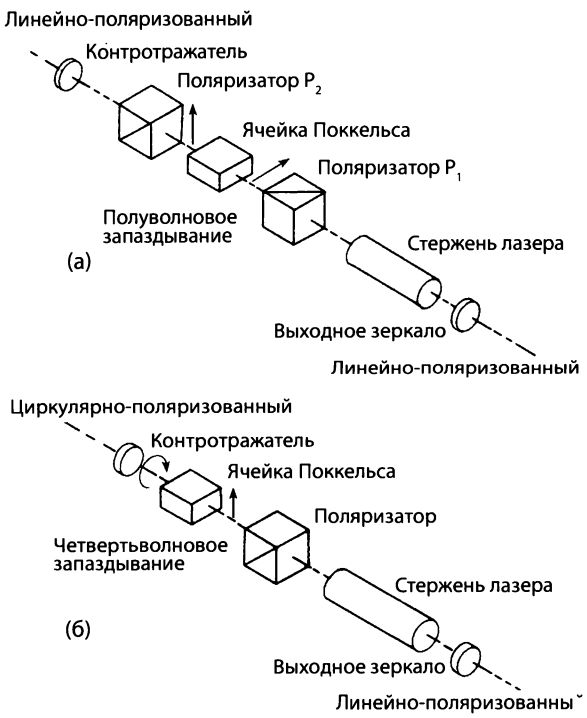


Рис. 17.4. Электрооптическая модуляция добротности (по данным Кёхнера). **(а)** Схема с полуволновым напряжением на ячейке Поккельса: при включении резонатор становится проницаемым. **(б)** Схема с четвертьволновым напряжением, где после прохождения в прямом и обратном направлениях через ячейку Поккельса общий поворот плоскости поляризации на 90° приводит к запиранию со стороны поляризатора. При отключении напряжения вращение плоскости поляризации прекращается. Резонатор обременен лишь незначительными потерями, не препятствующими формированию лазерного импульса

Прочие затворы

Для коммерческого применения в инфракрасной (> 3 мкм) и ультрафиолетовой областях спектра электрооптические затворы для модуляции добротности пока не предлагаются, но здесь вполне годятся и механические переключатели. На эту роль подойдут, например, вращающиеся зеркала либо вращающиеся призмы. Резонатор юстирован с достаточно высокой точностью только очень короткий период времени, в течение которого генерируется гигантский импульс. Вращение должно быть точно синхронизировано с импульсом накачки. Находит применение также — преимущественно для лазеров 3 мкм — затвор FTIR (по принципу нарушенного полного внутреннего отражения; (см. здесь также рис. 16.1).

Для модуляции добротности в ход лучей нередко вводятся акустооптические модуляторы. При подаче высокочастотного напряжения формируется ультразвуковая волна, благодаря которой происходит дифракция лазерного луча. Возникающие при этом потери могут воспрепятствовать возбуждению лазера. Когда напряжение отключается, модулятор становится проницаемым, что позволяет генерацию лазерного излучения. Время срабатывания здесь, как правило, дольше, чем у электрооптических затворов, но зато возможна более высокая частота последовательности переключений. С применением акустооптических модуляторов функционируют, например, твердотельные лазеры с непрерывной накачкой. Здесь может достигаться частота следования импульсов несколько кГц, причем импульсная мощность почти в 1000 раз превышает средние показатели.

В качестве пассивных затворов широко используются насыщающиеся поглотители. У этих конструкционных элементов пропускание зависит от интенсивности излучения. По мере увеличения интенсивности все большее число электронов накачивается в возбужденное состояние, откуда они — в результате вынужденного излучения — вновь переходят в основное состояние. Если величины населенности на возбужденном и основном уровнях равны, насыщающийся поглотитель начинает проявлять свойства просветляющегося фильтра. Концентрация поглощающей среды выбирается с таким расчетом, что лазер возбуждается вначале только с низкой интенсивностью. С ростом усиления возрастает и пропускная способность насыщающегося поглотителя. Результатом этого является генерация гигантского импульса, который при максимальной инверсии населенностей насыщает поглотитель и затем выводится.

Насыщающимися поглотителями могут служить и красители в растворах (например, малахитовая зелень, DODCI), полупроводниковые конструкционные элементы (SESAM), а также легированные ионами кристаллы (например, Cr^{4+}; ИАГ).

С помощью пассивных затворов можно изготовлять очень простые и компактные микролазеры. На тонкой подложке (например, из алюмоиттриевого граната с неодимом, толщиной 1 мм) выращивают эпитаксиальный слой поглотителя (около 100 мкм Cr^{4+}: ИАГ), выходные торцы полируют и наносят диэлектрическое зеркальное покрытие. Разрезав такую подложку, получают большое число миниатюрных кювет размером всего 1 $мм^3$, которые в режиме диодной накачки с высокой скоростью повторения выдают импульсы твердотельного лазера с модулированной добротностью, формируя отличный профиль пучка (рис. 17.5).

Путем изменения толщины поглотителя и соответствующего легирования удается генерировать энергию, например, от 1 до 100 мкДж длительностью около 1 нс.

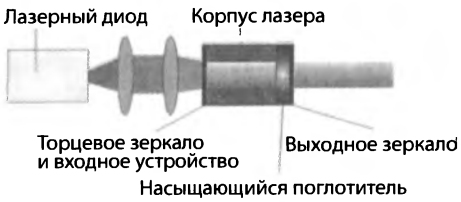


Рис. 17.5. Пассивная модуляция добротности с помощью насыщающегося поглотителя (например, Cr^{4+}: ИАГ) у микролазера с диодной накачкой (например, Nd: ИАГ, Nd: VO_4)

В случае больших систем пассивные затворы проявляют тот недостаток, что гигантские импульсы поступают с относительно большими временными колебаниями.

17.3. Выход импульса (опустошение резонатора)

При модуляции добротности энергия в результате высокой заселенности верхнего долгоживущего лазерного уровня постепенно накапливается и излучается в виде коротких лазерных импульсов. В случае выхода импульса световая энергия сохраняется в резонаторе. Для этого непрерывно накачиваемое лазерное вещество помещают между двумя зеркалами с высоким коэффициентом отражения. Световая энергия в резонаторе возрастает тогда до весьма высокой величины. Если теперь в резонаторе, прозрачном в период увеличения энергии светового поля, срабатывает, например, акустооптический дефлектор, то из резонатора может отклониться короткий световой импульс.

Такая разгрузка резонатора используется, например, с той целью, чтобы с помощью аргоновых или криптоновых лазеров с непрерывной накачкой генерировать короткие импульсы высокой выходной мощности. Модуляция добротности здесь не имеет смысла, ибо время жизни на верхнем уровне слишком коротко. В коммерческих лазерных системах на аргоне с опустошением резонатора пиковая мощность может в 30–50 раз превышать непрерывную выходную мощность, в то время как при оптимальной частоте следования импульсов средневременная мощность почти соответствует непрерывной выходной мощности. Частота следования импульсов может устанавливаться в диапазоне от моноимпульсного режима до режима 20 МГц; длительность импульсов при этом составляет от 15 до 30 нс.

17.4. Синхронизация мод

Генерирующие в лазере аксиальные моды в режиме свободной генерации довольно независимы друг от друга. Они имеют статистические и временно неустойчивые фазовые соотношения. Путем конструктивного и деконструктивного наложения амплитуд напряженности поля можно получить сильные колебания интенсивности, вращающиеся в резонаторе и еще более возрастающие в результате усиления. Такая спонтанная синхронизация мод приводит к статистической быстрой модуляции мощности лазерного излучения. Подобные флуктуации, возникающие,

например, у стеклянных лазеров, удается устранить при одномодовом режиме. Но можно также использовать конструктивное наложение соседних мод. Если удастся подавить разность фаз генерирующих мод таким образом, чтобы все амплитуды напряженности поля при каждом вращении резонатора конструктивно накладывались друг на друга в одном месте, то можно генерировать очень короткие импульсы с высокой интенсивностью. Зависимая от времени амплитуда напряженности поля в одном месте резонатора длиной L складывается из суммы N соседних аксиальных мод с частотой f_q (см. также п.13.1):

$$E(t) = \sum_{q=q_0}^{q_0+(N-1)} E_q \cos\,(2\pi f_q t + \varphi_q) = \sum_{q=q_0}^{q_0+(N-1)} E_q \cos\left(2\pi q \frac{t}{T} = \varphi_q\right). \qquad (17.7)$$

В этом уравнении было учтено, что частота аксиальной моды q выражена через $f_q = q\dfrac{A}{2L} = q/T$ (13.2). При этом время вращения в резонаторе установлено: $T = 2L/c$, а q_0 относится к самой низкой частоте лазера.

На рис. 17.6 представлена интенсивность, вычисленная по уравнению (17.7). Для $\phi_q = 0$ после кратного времени вращения резонатора $T = 2L/c$ воспроизводится, согласно уравнению (17.7) и рис. 17.6, максимальная амплитуда напряженности поля. При этом в результате интерференции образуется короткий одиночный импульс, проходящий между торцевыми зеркалами в прямом и обратном направлениях (рис. 17.9).

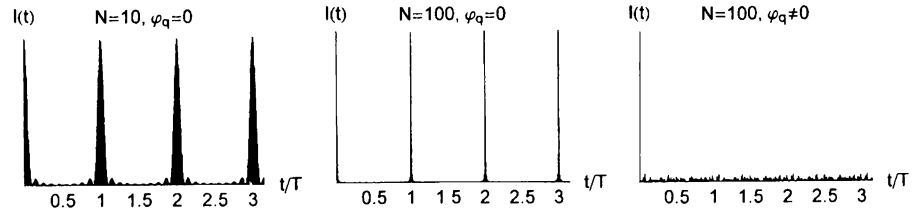


Рис. 17.6 (а-б-в). Временная характеристика интенсивности лазерного излучения I (t) $\propto$ E $(t)^2$ для наложений N лазерных мод, слева и в середине — без разности фаз в момент t = 0, справа — для статистических фаз (q = 10^6)

Лазер излучает соответствующую последовательность (цуг) импульсов, и в этом случае можно говорить о синхронизации мод.

Длительность импульсов τ лазеров с синхронизованными модами с шириной линии Δf принципиально ограничивается величиной произведения длительности импульса на ширину полосы:

$$\tau\Delta f \geq K. \qquad (17.8)$$

При сверхкоротком лазерном импульсе, представленном в форме волнового пакета, средняя длительность импульсов τ и полуширина относящегося сюда частотного распределения Δf связаны между собой через уравнение (17.8). Это уравнение вытекает из фурье-преобразования между временной характеристикой напряженности поля $E(t)$ и частотным распределением (спектром). Постоянная K при этом зависит от формы волнового пакета, и ее численное значение, например, для гауссовых импульсов составляет 0,44.

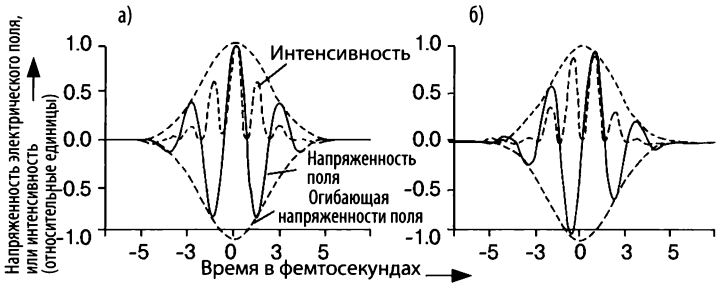


Рис. 17.7. При сверхкоротких световых импульсах (с малым числом периодов колебаний) максимальная напряженность поля и интенсивность зависят от фазы колебания. (а) Косинусоидальное колебание: максимальная интенсивность. (б) Синусоидальное колебание: несколько меньшая интенсивность

Число N мод, генерирующих в пределах ширины лазерной линии Δf, составляет:

$$N = \Delta f \frac{2L}{c}, \text{ а с уравнением (17.8) получается: } \tau \geq \frac{K}{N}\frac{2L}{c}. \qquad (17.9)$$

Чем большее число мод взаимодействует друг с другом, тем острее будут максимумы и тем короче станут импульсы. Для активных сред лазера с широкополосным излучением синхронизовано более чем $N > 10^5$ мод и, следовательно, генерируются фемтосекундные импульсы. При этом в случае импульсов с малым числом периодов колебаний форма импульсов зависит от фазы напряженности электрического поля (рис. 17.7).

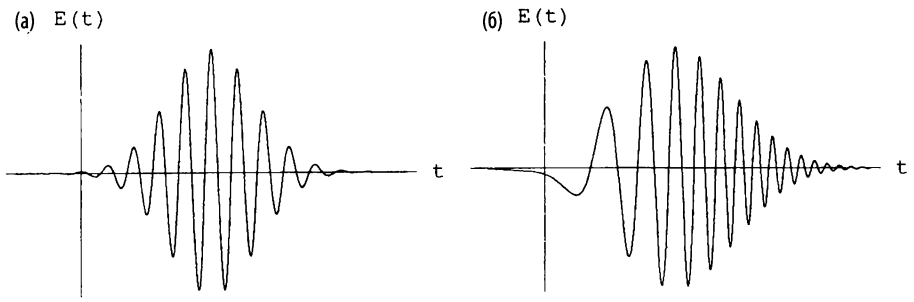


Рис. 17.8. Напряженность поля сверхкороткого импульса до (**а**) и после (**б**) прохождения через нормально диспергированную среду

Такие короткие импульсы и волновые пакеты имеют определенные особенности при распространении в веществе. С учетом их широкой полосы частот дисперсия вещества (зависимость показателя преломления от длины волны) приобретает решающее значение. Это приводит к тому, что при нормальной дисперсии обладающие более высокой частотой компоненты импульсов запаздывают по сравнению с их низкочастотными компонентами. Эта дисперсия групповой скорости приводит к уширению импульсов во времени (рис. 17.8) и обеспечивает внутриимпульсную частотную модуляцию с изменяющейся мгновенной частотой.

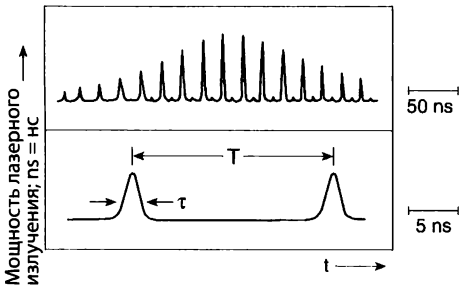


Рис. 17.9. Последовательность импульсов с синхронизованными модами у твердотельного лазера с накачкой лампой-вспышкой. Нижняя осциллограмма показывает «вырезку» из цуга импульсов с 10-кратно увеличенным разрешением во времени

В результате высокой максимальной интенсивности импульсов могут иметь место и нелинейные эффекты — такие как фазовая самомодуляция. При этом на основе зависимости показателя преломления от интенсивности модулируется фаза $\Phi \sim I(t)$ пропущенного импульса, что вызывает увеличение ширины полосы частоты импульса, так как $f = d\Phi/dt$.

Синхронизация мод может достигаться разными способами, основанными на том, что несинхронизованные моды при вращении резонатора обнаруживают более значительные потери, чем синхронизованные моды. Обычно принято различать пассивную и активную синхронизации мод. В первом случае потери сами регулируются за счет интенсивности импульсов, во втором случае потери резонатора или усиление модулируются снаружи.

Синхронизация мод в насыщающемся поглотителе (пассивная)

Насыщающиеся поглотители, о которых уже говорилось в п.17.2 в связи с обсуждением пассивной модуляции добротности, используются и для синхронизации мод. В результате накачки лазерного вещества происходит возбуждение лазера — без всякого включения поглотителя. Интенсивность флуктуирует в резонаторе, поскольку сначала — без синхронизации — возбуждается сразу множество мод (рис. 17.6с). Флуктуации с более высокой интенсивностью поглощаются слабее, так что доминируют синхронизованные моды с меньшими потерями, которые с каждым следующим вращением все больше усиливаются. Моды, находящиеся на пороге генерации лазера с разностью фаз, подавляются до тех пор, пока они в результате фазовых погрешностей и процессов возбуждения случайно не займут правильное положение по фазе относительно уже синхронизованных мод. В этом случае они вносят свой конструктивный вклад в формирующийся импульс и насыщение поглотителя. Лазерный импульс с синхронизованной модой требует для своей стабилизации нескольких циркуляций.

В качестве торцевых зеркал технически возможно использование кювет с прокачкой, у которых внутренняя сторона имеет диэлектрическое зеркальное покрытие. Там перекачивается подходящий поглощающий краситель в растворе. На рис. 17.9 показан цуг выходящих импульсов твердотельного лазера с синхронизованными описанным способом модами. Огибающая мощности выходного лазерного излучения задается через величину населенности верхнего уровня. При системе с импульсной накачкой испускание заканчивается, как только

превышается порог лазерного излучения. Поскольку цуг импульсов возникает из начальных флуктуаций интенсивности, появляются статистические колебания: цуги импульсов с побочными импульсами и неравномерными интенсивностями.

Синхронизация мод на основе столкновения импульсов (пассивная)

Если в качестве источника накачки используют лазер непрерывного режима работы, то амплитуда циркулирующего импульса может стабилизироваться. У лазера с синхронизацией мод посредством сталкивающихся импульсов — СРМ (от англ. Colliding-Pulse-Modelocked) два сверхкоротких световых импульса циркулируют по кругу в противоположных направлениях и всегда в одно и то же время встречаются в жидкостно-реактивной струе, где растворен насыщающийся поглотитель. Усиление осуществляется в таком же излучении красителя, где с помощью лазера накачки достигается инверсия населенностей. Усилитель и поглотитель удалены друг от друга настолько, чтобы инверсия населенностей могла восстанавливаться всегда в момент $T/2$.

Синхронизация мод происходит при одновременном прохождении обоих импульсов через луч поглотителя толщиной всего в несколько сотых миллиметра. Сталкивающиеся импульсы создают интерференционную картину, обеспечивающую полное подключение поглотителя. При этом устанавливаются передние фронты импульсов. В результате насыщения усиления (см. здесь также п.2.5) происходит срез заднего фронта импульса. С помощью этих механизмов удается получить длительности импульсов до единиц пикосекунд. Представленный на рис. 17.10 фемтосекундный кольцевой лазер имеет для этой цели ряд призм, посредством которых высокочастотные компоненты импульсов продолжают циркуляцию снаружи. Благодаря этому удается компенсировать дисперсию групповой скорости. На основе такой схемы были генерированы самые короткие импульсы лазера на красителе длиной 27 фс ($\lambda = 620$ нм) (Валдманис и Форк, 1986 г.).

Синхронизация мод с использованием модулятора (активная)

При активной синхронизации мод с помощью электрооптического или акусто-оптического модулятора модулируются потери в лазерном резонаторе с частотой $c/2L$, соответствующие обратной величине времени циркуляции импульса в резонаторе. Вследствие этого только фотоны, встречающиеся с модулятором в момент максимального пропускания, отражаются в нем с минимальными потерями, усиливаясь активной средой. В резонаторе образуется импульс, проходящий через него в прямом и обратном направлениях, и излучается цуг импульсов.

Активная синхронизация мод используется у лазеров непрерывного режима генерации и лазеров с импульсной накачкой. Воспроизводимость импульсов здесь нередко лучше, чем при пассивной синхронизации мод, зато в последнем случае достигается меньшая длительность импульсов.

В случае смешанной синхронизации мод комбинируются активный и пассивный варианты, в результате чего удается получить короткие и стабильные импульсы. Такая система показана на рис. 17.11.

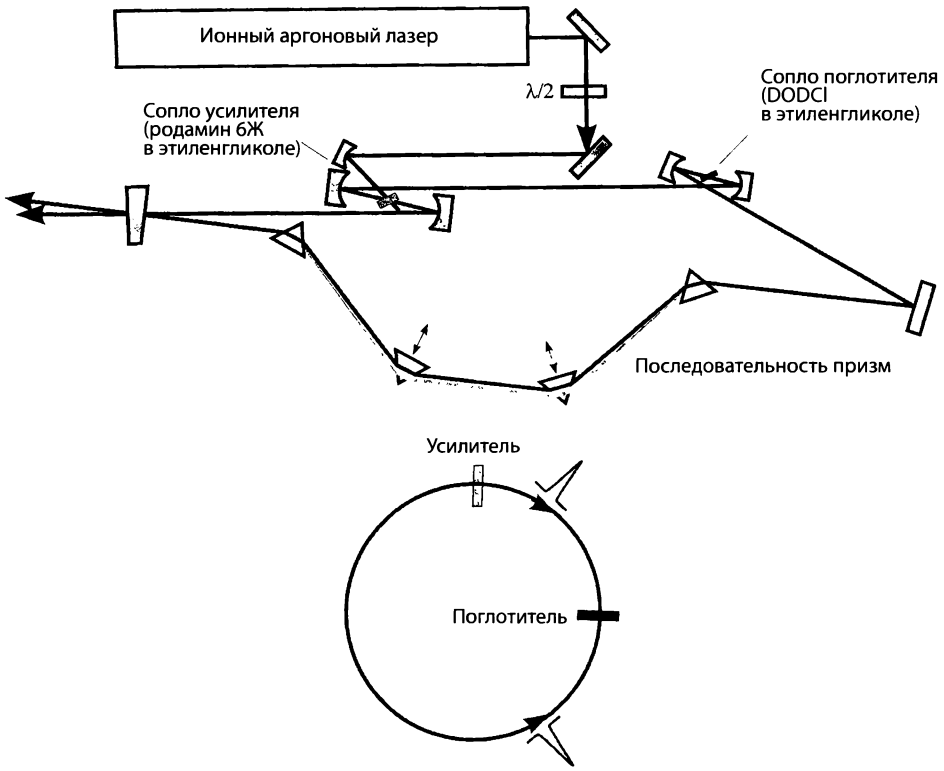


Рис. 17.10. Кольцевой лазер фс-диапазона с серией призм. Схема циркуляции импульсов

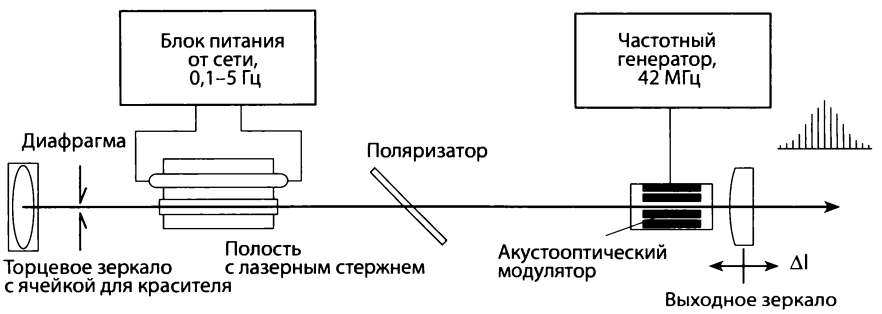


Рис. 17.11. Комбинированная синхронизация мод с насыщающимся поглотителем и акустооптическим модулятором (пример исполнения по данным Лиу, Институт оптики при Берлинском техническом университете)

Синхронная накачка (активная)

Если лазер с синхронизованными модами используется для накачки другого лазера, то он тоже может генерировать излучение с синхронизованными модами, если

длины резонаторов соответственно настроены относительно друг друга. Речь идет при этом о периодической модуляции усиления — в отличие от модуляции потерь. Лазер с синхронной накачкой способен генерировать гораздо более короткие импульсы, чем сам лазер накачки. Так, лазеры на красителях, накачиваемые ионными лазерами на инертном газе с синхронизованными модами (100 пс), выдают импульсы длительностью 0,1 пс.

Синхронизация мод с помощью линзы Керра (пассивная)

Помимо описанных выше классических способов активной и пассивной синхронизации мод для генерации фемтосекундных импульсов в TiSa-лазерах находит применение, прежде всего, синхронизация мод линзами Керра. Если в ход луча вводится вещество с зависимым от интенсивности показателем преломления, то — наряду с фазовой самомодуляцией, расширяющей спектр импульсов, — имеет место и самофокусировка. Поскольку интенсивность генерирующего на основной моде лазера понижается по гауссову типу перпендикулярно направлению луча, то происходит модуляция показателя преломления, действующая по принципу линзы. Синхронизация мод достигается на основе модуляции усиления за счет оптимизации перекрытия между модой резонатора с фокусирующим действием линзы Керра и объемом накачки. Модуляция потерь несинхронизованных мод, приводящая к ослаблению фокусировки, может быть достигнута с помощью простой диафрагмы. Оба способа находят применение в твердотельных лазерах. Здесь предлагаются, в частности, вещества с уширенными переходами (типа Ti: сапфира, см. п.9.5), которые благодаря своего широкому спектру излучения (и большому нелинейному показателю преломления n_2) пригодны для генерации коротких импульсов. Линза Керра сама образуется в лазерном кристалле толщиной в несколько миллиметров, то есть речь идет о весьма простой конструкции. В случае самых коротких из генерируемых импульсов (8 фс, $\lambda \approx 800$ нм) устанавливались специальные дисперсионно-компенсирующие зеркала (рис. 17.12). Диэлектрические многослойные зеркала обладают зависимой от частоты глубиной проникновения отраженного света, в результате чего компенсация возможна даже при внутриимпульсной частной модуляции.

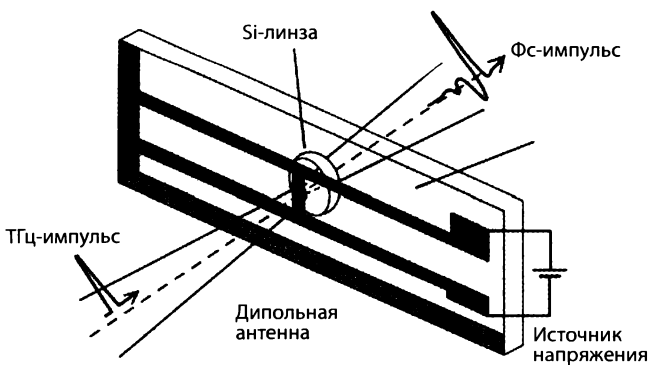


Рис. 17.13. Генерация ТГц-излучения фемтосекундными импульсами

Области применения: излучение в ТГц-диапазоне

Излучение в единицах терагерц между 10^{11} и 10^{12} Гц может генерироваться каскадными квантовыми лазерами (см. также п.10.5) либо сверхкороткими лазерными импульсами с синхронизованными модами (рис. 17.13). В последнем случае фемтосекундные импульсы фокусируются на фотопроводящей дипольной антенне. Последняя состоит из GaAs с двумя нанесенными методом напыления проводниками из полосок металла. Между этими проводниками лазерным излучением создаются носители заряда, ускоряемые электрическим полем. Короткий импульс тока, обладающий длительностью лазерного импульса, является источником излучаемого ТГц-импульса, который может фокусироваться посредством Si-линзы.

17.5. Усиление и сжатие импульсов

Энергию лазерных импульсов можно повысить, пропустив их через усилитель. В качестве усилителей обычно служат лазерные вещества, в которых при прохождении импульса происходит уменьшение инверсии населенностей. Более значительное усиление достигается при многократных проходах. Основная проблема при усилении импульсов состоит в нежелательном усиленном спонтанном испускании, что приводит к преждевременному уменьшению инверсной населенности и образованию фона импульсов некогерентного наложения. рис. 17.14 демонстрирует усилитель на красителе с шестью проходами импульсов, причем два последних прохода выделяются телескопом с насыщающимся поглотителем. Импульс накачки лазера с удвоенной частотой на алюмоиттриевом гранате с неодимом синхронно встречается с усиливающимся фемтосекундным импульсом из лазера CPM (лазера с синхронизацией мод сталкивающимися импульсами): при этом удается получить коэффициенты усиления до 10^6.

При небольших оптических усилениях за один проход, например, в TiSa-кристаллах, находят применение и «регенеративные» усилители. В этом случае подлежащий усилению импульс вводится в лазер ниже порога лазерного излучения — например, с помощью ячейки Поккельса. Через несколько десятков циркуляций выводится уже усиленный импульс.

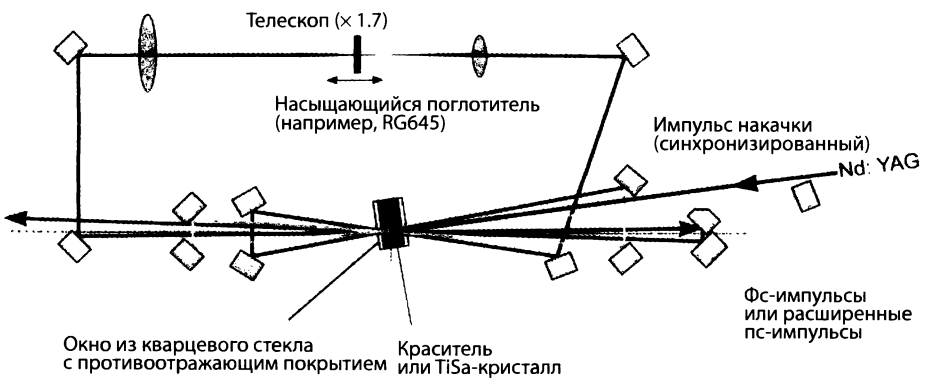


Рис. 17.14. Схема усиления импульсов за 6 проходов. Для усиления импульсов Ti: Sa-лазера вместо красителя используется Ti-сапфировый кристалл

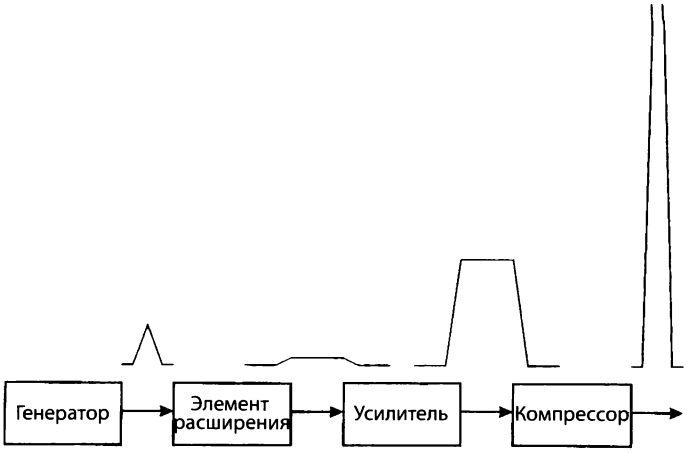


Рис. 17.15. Усиление расширенных импульсов

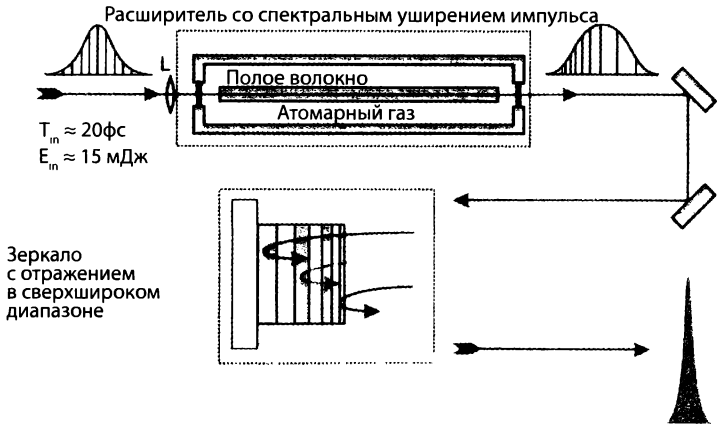


Рис. 17.16. Компрессор с прохождением импульса через полое волокно и зеркало для последующего сжатия (по данным Краусца и Уйбераккера, Венский технический университет, 2000 г.)

При высокой максимальной интенсивности импульсов могут возникнуть проблемы с активным веществом. Но чтобы, тем не менее, добиться требуемого усиления, сверхкороткие импульсы нередко «растягивают» перед их усилением (рис. 17.14). После прохождения через стеклянный блок они получают уширение во времени и сильную внутриимпульсную частотную модуляцию, вследствие чего значительно понижается их максимальная интенсивность. После усиления эти импульсы сжимаются. Такая внешняя рекомпрессия действует примерно по тому же принципу, что и последовательность призм в лазере с синхронизацией мод сталкивающимися импульсами. Современный вариант компрессора для высокомощных импульсов представлен на рис. 17.16. Здесь в основе лежит спектральное уширение в газонаполненном полом волокне. Иногда используют также компрессоры с дифракционной решеткой, когда отдельные компоненты частоты импульса (рис. 17.17) имеют разное время пробега. При этом достигается

более чем 1000-кратное укорочение импульсов. На основе схемы усилитель — компрессор с Ti-сапфировым кристаллом генерируются, например, импульсы на уровне 100 фс с энергией более 1 Дж, которые после фокусировки показывают очень высокую интенсивность $> 10^{20}$ Вт/см^2.

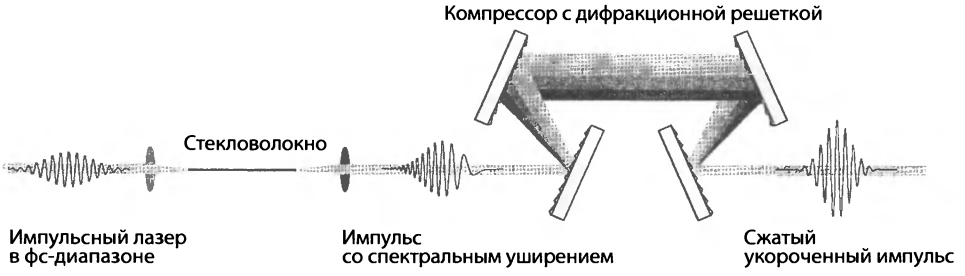


Рис. 17.17. Укорочение импульсов после прохождения через стекловолокно при наличии компрессора с дифракционной решеткой

Для укорочения импульсов при малой мощности (например, сразу за импульсным лазером, генерирующим в области фемтосекунд) ультракороткий импульс направляется по стекловолокну, где в результате нелинейных эффектов (например, фазовой самомодуляции) происходит его спектральное уширение. Одновременно дисперсия волокна вызывает сильную внутриимпульсную частотную модуляцию. При обратном сжатии импульсов после прохождения по волокну они становятся короче, чем прежде, поскольку обладают уже более широкой полосой частот. Так, импульсы порядка 27 фс из лазера с синхронизацией мод сталкивающимися импульсами могут при этом укоротиться до 6 фс.

При подходящих волокнах временное уширение и сжатие могут осуществляться в одной и той же среде. Встроив такое волокно в схему обратной связи лазера на центрах окраски, можно получить так называемый «солитоновый» лазер.

ЗАДАЧИ

17.1. Твердотельный лазер генерирует нормальные импульсы длительностью 0,5 мс с 10 мДж. **(а)** Какова здесь импульсная мощность? **(б)** Как повысится эта мощность в режиме с модуляцией добротности (длительность импульсов 5 нс; идеальный вариант: без потерь). **(в)** Какова средняя мощность при частоте следования импульсов 100 Гц?

17.2. Определить минимальную длительность импульсов в режиме генерации с модулированной добротностью у двух твердотельных лазеров с резонаторами длиной 1 м и 0,3 м?

17.3. Ширина линий алюмоиттриевого лазера с неодимом при $\lambda = 1{,}06$ мкм составляет 190 ГГц. Какова достижимая длительность импульсов при синхронизации мод в резонаторе длиной 1,5 м? С какой частотой будет работать акустооптический модулятор в конце резонатора? Каков здесь межимпульсный интервал?

17.4. Как велика достижимая длительность импульсов при синхронизации мод аргонового лазера длиной 1 м ($\lambda = 448$ нм, ширина линии 4 ГГц)? Какова частота акустооптического модулятора?

17.5. Вычислить фазовый сдвиг лазерного импульса с интенсивностью $I(t)$ и длительностью τ_p, проходящего через вещество толщиной d и с зависимым от интенсивности показателем преломления $n = n_0 + n_2 I(t)$. Предполагается, что в указанном материале (например, стекловолокне) интенсивность не меняется. Как можно использовать изменившуюся ширину полосы импульса после прохождения через эту среду?

17.6. Определить минимально достижимую лазером на *Ti*-сапфире длительность импульсов из спектра испускания данного кристалла (рис. 9.14).

17.7. В случае генерации коротких импульсов посредством синхронизации мод вычислить сумму напряженностей поля N соседних аксиальных мод в лазере с синхронизованными модами, то есть при $\phi_q = 0$. В целях упрощения амплитуда напряженности поля в уравнении (17.7) принимается постоянной, то есть $E_q = E_0$.

Определить также изменение общей интенсивности во времени и показать, что она состоит из серии коротких импульсов. Какова здесь частота следования импульсов при длине резонатора 1 м и 1 мм? Проследить зависимость максимальной интенсивности и длительности импульсов от числа N синхронизованных мод.

Определить число синхронизованных мод (при длине резонатора 1 м) и достижимую длительность импульсов для:

— аргонового лазера (ширина полосы усиления ≈ 7 ГГц),
— лазера на красителе (ширина полосы усиления ≈ 10 ТГц),
— Ti-сапфирового лазера.

ГЛАВА 18

ЧАСТОТНАЯ СЕЛЕКЦИЯ И ПОДСТРОЙКА ЧАСТОТЫ

В лазерном резонаторе возбуждается обычно несколько аксиальных (продольных) и неаксиальных (поперечных) типов волн (мод). Частоты, или длины волн этих мод могут принимать разные значения в диапазоне ширины линии перехода (около $1{,}5 \cdot 10^9$ Гц у гелий-неонового лазера 633 нм, несколько 10^{13} Гц или почти 50 нм у лазера на красителе). За счет применения частотно-селективных элементов в резонаторе можно сократить число типов возбужденных волн и, следовательно, диапазон излучения лазера — до небольшой части ширины линии. Как крайний вариант предлагается возбуждение одного отдельного типа аксиальных волн. Благодаря изменениям с помощью частотно-селективных элементов (например, при опрокидывании призмы, решетки или эталона) удается непрерывно перестраивать излучение лазера в диапазоне ширины линии.

С другой стороны, и за пределами лазера возможно преобразование частоты при использовании нелинейных оптических эффектов. На основе такого рода процессов достигается сдвиг частоты: либо на дискретные величины (умножение частоты, генерация суммарной и разностной частот, комбинационное рассеяние), либо непрерывно (параметрический генератор, комбинационный лазер с переориентацией спинов; см. здесь также главу 19).

18.1. Подстройка частоты

На рис. 18.1 представлено несколько коммерческих лазерных систем, непрерывно перестраиваемых на больших диапазонах длин волн. Лазеры на красителях могут перестраиваться — за счет выбора разных красителей и соответствующих перестраивающих элементов — в диапазоне от 0,3 до 1 мкм. Благодаря удвоению частоты в нелинейных кристаллах диапазон длин волн в ультрафиолетовом диапазоне может расшириться до 0,2 мкм. Расширение до инфракрасной области спектра 5 мкм возможно с помощью параметрических генераторов либо на основе вынужденного комбинационного рассеяния.

Лазеры на центрах окраски дополняют спектры лазеров на красителях ближней инфракрасной зоной. Лазеры на красителях и на центрах окраски все чаще заменяются специальными твердотельными лазерами, которые более стабильны и просты в обращении. Параметрические генераторы подробно описаны в п.19.4. Полупроводниковые лазеры могут перестраиваться только на относительно небольшой ширине полосы, хотя за счет применения разных сред для лазеров этого типа создается широкий диапазон излучения от 0,35 до 30 мкм.

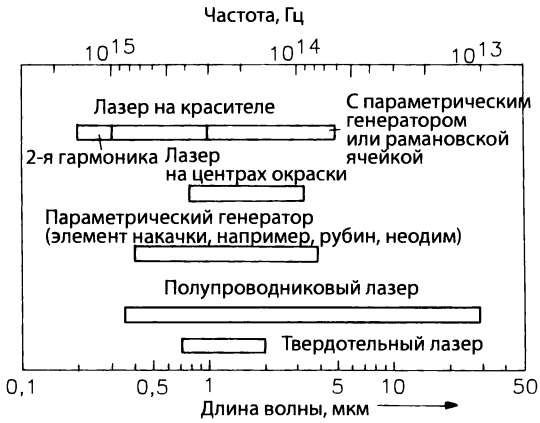


Рис. 18.1. Распределение спектра светового излучения непрерывно перестраиваемых лазерных систем

На рис. 18.1 в дополнение показаны также длины волн диодных лазеров, описанных в главе 10.

Наряду с представленными системами генерации непрерывно перестраиваемого лазерного излучения существуют и другие варианты, пока еще редко используемые в устройствах коммерческого назначения, в том числе: системы умножения и сдвига частоты в газах и парах для генерации УФ-излучения в вакууме (до 20 нм), газовые лазеры высокого давления (молекулярные ИК-лазеры и лазеры на эксимере с небольшим диапазоном перестройки), комбинационные лазеры с переориентацией спинов для перестройки CO_2- и CO-лазеров. Краткий перечень перестраиваемых лазеров приведен на рис. 3.1.

В разнообразных веществах лазерное излучение мож ет достигаться не только на одном, но и на нескольких переходах с разными центральными частотами. Так, CO_2-лазеры и другие молекулярные лазеры выдают серию тесно прилегающих друг к другу линий. С помощью частотно-селективного элемента (например, решетки) можно перестраивать эту частоту на дискретные величины между отдельными линиями излучения. В пределах ширины одной линии возможна и дальнейшая перестройка.

18.2. Селекция продольных мод

При использовании модовой диафрагмы обеспечивается генерация лазера на поперечной основной моде TEM_{00}. Селекция же продольных мод и соответствующий одномодовый режим достигаются сложнее и с более высокими затратами. При этом следует различать однородное и неоднородное уширение линий.

Спектральное выгорание провалов

При неоднородном уширении наступает эффект спектрального выгорания провалов. Это приводит к уменьшению перенаселенности в диапазоне частот отдельных

мод. Плотность населенности достигает, таким образом, минимума согласно рис. 2.7. Отдельные моды колеблются независимо друг от друга, между ними нет «конкуренции», поэтому возбуждаются все моды выше порогового усиления.

Пространственное выгорание провалов

Иначе обстоит дело с однородным уширением линий. Сначала генерируется мода с максимальным усилением. Но при этом не образуется «дырки» в спектре усиления, поскольку данная мода вступает во взаимодействие со всеми атомами или молекулами. Весь профиль усиления становится при этом более плоским, как это отчетливо видно на рис. 2.6. Спектрального выгорания провалов здесь не происходит. При отсутствии последующих эффектов мог бы иметь место одномодовый режим. На практике же наблюдается несколько мод со скачками между ними. Это явление объясняется феноменом пространственного выгорания провалов.

Возбуждаемая мода представляет собой стоячую волну в резонаторе, как это видно на рис. 18.2. В пучностях стоячих волн сильно уменьшается инверсия населенностей (эффект выгорания провалов). Напротив, в узлах она сохраняется. Поэтому и последующие продольные моды могут генерироваться, создавая в итоге многомодовый режим.

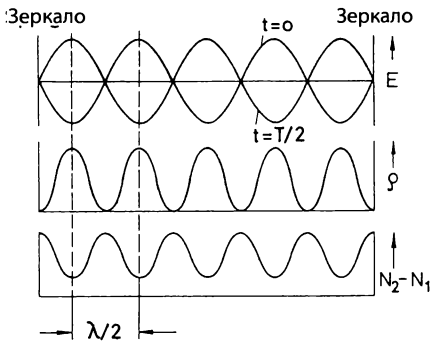


Рис. 18.2. Пространственное выгорание провалов. На одной моде инверсия пространственно модулируется в продольном направлении. (E — напряженность поля, ρ — плотность энергии или излучения, N_2-N_1 — разность величин населенности, $T=\lambda/c$ — период колебаний)

Пространственного выгорания провалов удается избежать в кольцевых лазерах, ибо там имеются бегущие световые волны. Так достигается одномодовый режим, что приводит к лазерному излучению с одной единственной частотой.

Лазеры небольшой длины для одночастотной генерации излучения

Уменьшение длины резонатора L вызывает увеличение продольного межмодового интервала $\Delta f = c/2L$. В особых случаях это способно привести к одномодовому режиму. Примером служит, в частности, гелий-неоновый лазер с шириной линии (в результате эффекта Доплера) 1,5 ГГц. При длине $L = 10$ см также получается межмодовый интервал $\Delta f = c/2L = 1{,}5$ ГГц. Таким образом, только одна мода возбуждается в пределах данной ширины линии. Путем точной настройки длины резонатора можно уложить эту частоту моды в максимум профиля усиления.

Лазеры с частотно-селективными элементами

Одномодовый режим достигается путем ввода частотных фильтров в резонатор. В качестве примера можно назвать эталон Фабри — Перо, состоящий из плоскопараллельной пластинки с нанесенным на нее зеркальным покрытием. Эта схема имеет максимум пропускания с частотными интервалами $\Delta f_D = c'/2d$ и шириной $\Delta f = \Delta f_D/F$ (см. также п.18.5). При этом c' есть скорость света в стекле, d — толщина эталона и F — избирательность эталона.

Лазерная мода может возбуждаться, когда усиление G больше порогового значения $1/TR$ (см. п.2.28). При этом R есть коэффициент отражения (одинаковых) зеркал, а T — пропускание резонатора, определяемое преимущественно свойствами эталона. Как видно из рис. 18.3, величина $1/TR$ сильно зависит от частоты. Для одномодового режима толщину эталона следует выбирать с таким расчетом, чтобы частотный интервал Δf_D был больше полуширины профиля уширения (рис. 18.3). Путем опрокидывания резонатора мода эталона может быть настроена на максимум профиля усиления. Избирательность эталона F определяется через зеркальное покрытие (п.18.5) и выбирается таким образом, чтобы ширина Δf была меньше продольного межмодового интервала.

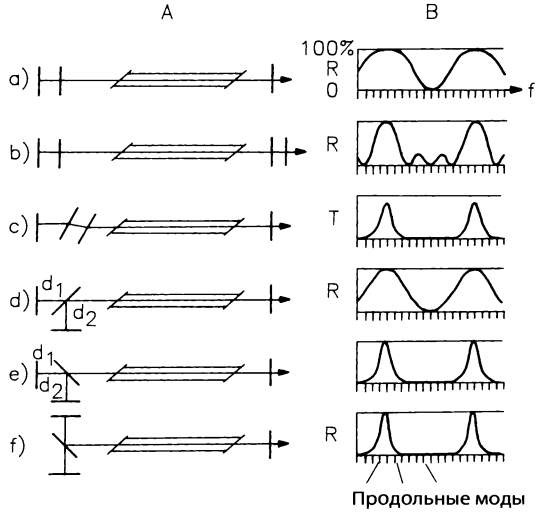


Рис. 18.3. Частотная селекция посредством эталона Фабри — Перо в лазерном резонаторе. Параллельные вертикальные штрихи показывают частоты продольных лазерных мод с интервалом c/2L. Для центральной моды с частотой f_L установлена пороговая величина 1/RT, то есть возбуждается именно эта мода (T — пропускание эталона, R — коэффициент отражения лазерного зеркала)

Эталоны Фабри — Перо находят применение также в качестве отражателей для частотной селекции (рис. 18.4. а и б). Но все же более благоприятным представляется их использование в функции интерферометров в проходящем свете (рис. 18.4. в), ибо в проходящем свете они более частотно-избирательны, чем при отражении.

Наряду с эталоном Фабри — Перо для селекции мод могут применяться и другие интерферометры, свойства которых схематически показаны на рис. 18.4. В следующих далее разделах подробно рассматриваются конструкционные элементы, используемые для перестройки длин волн и селекции по длинам волн.

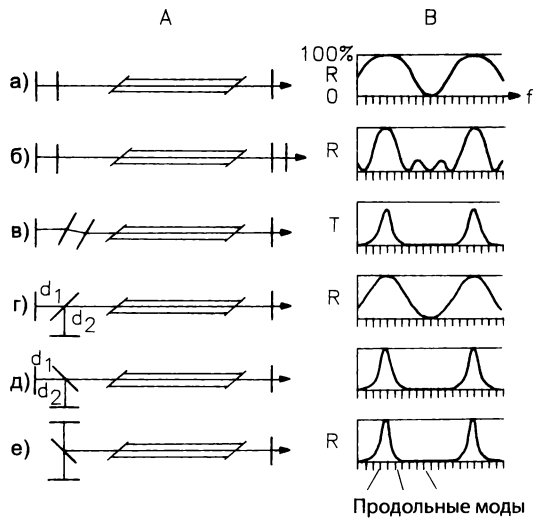


Рис. 18.4. Разные интерферометры для селекции мод в резонаторах: **а**) и **б**) отражатели Фабри — Перо, **в**) внутренний эталон Фабри — Перо, **г**) интерферометр Майкельсона, **д**) и **е**) интерферометр Фокса — Смита

18.3. Призма

В призме световые лучи преломляются в зависимости от длины волны (рис. 18.5а). Угол отклонения α при симметричном проходе выражен через:

$$\sin\frac{\alpha+\gamma}{2} = n(\lambda)\sin\frac{\gamma}{2}, \qquad (18.1)$$

где n (λ) означает показатель преломления вещества, зависящий от длины волны λ.

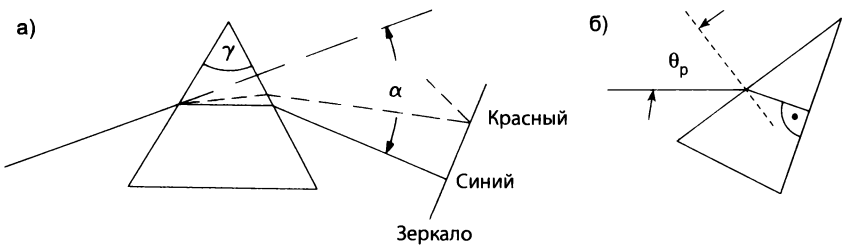


Рис. 18.5. (**а**) Призма для подстройки частоты лазера. (**б**) Отражательная призма Брюстера (θр = угол Брюстера)

При размещении призмы в лазерном резонаторе (рис. 18.5) только свет узкого диапазона длин волн dλ отражается обратно в резонатор и там усиливается. Упомянутый диапазон длин волн dλ можно определить посредством угловой дисперсии dα/dλ:

$$\frac{d\alpha}{d\lambda} \approx 2\alpha\frac{dn}{d\lambda}, \qquad (18.2)$$

где $dn/d\lambda$ определяется на основе зависимости показателя преломления от длины волны, а α есть угол отклонения согласно рис. 18.5. С углом дивергенции θ лазерного излучения получаем:

$$d\alpha \approx \theta. \tag{18.3}$$

Таким образом, мы имеем диапазон длин волн, зеркально отражаемый в схеме по рис. 18.5а обратно в резонатор. Диапазон излучения лазера выражен, следовательно, через:

$$d\lambda \approx \frac{\theta}{d\alpha/d\lambda} \approx \frac{\theta}{2\alpha\, dn/d\lambda}. \tag{18.4}$$

Для кварцевого стекла в видимой области спектра $dn/d\lambda \approx 1000$ см$^{-1}$ угловая дисперсия составляет тогда $d\alpha/d\lambda \approx 2000$ см$^{-1}$. Расходимость пучка для лазера на основной моде будет примерно: $\theta = \lambda/\pi\omega_0 \approx 2 \cdot 10^{-4}$ при $\lambda = 0{,}5$ мкм, $\omega_0 = 0{,}8$ мм. Следовательно, имеем: $d\lambda \approx 1$ нм. Диапазон излучения лазера может заметно отклоняться от этих показателей. Он зависит от усиления в активной среде лазера и от частотной зависимости этой среды. Для дальнейшего сужения диапазона излучения можно использовать несколько призм, установленных последовательно друг за другом.

Призмы находят применение, кроме прочего, для частотной селекции в ионных лазерах на основе инертных газов, причем их поверхность выполняет функцию зеркала (рис. 18.5б). Призма может быть смонтирована с таким расчетом, чтобы луч падал под углом Брюстера. Путем вращения призмы достигается перестройка лазера.

18.4. Решетки

Для селекции по длинам волн используют в большинстве случаев отражательные решетки, которые могут иметь разные названия, в том числе: блестящая профилированная решетка в схеме Литтрова, а также эшель, или эшелетт. Они состоят из определенного количества параллельных штрихов (рис. 18.6), выполненных, например, в стекле или пластмассе. При этом свет, падающий на поверхность фацета, отражается и дифрагируется. Дифрагированные на отдельных фацетах парциальные волны складываются в волну, бегущую в направлении, противоположном падающей волне, если разность хода между парциальными волнами есть целочисленное кратное длины волны λ:

$$2d \sin\alpha = m\lambda, \text{ где } m = 1, 2, 3... \tag{18.5}$$

Угол между плоскостью фацета и средней поверхностью решетки называют «углом блеска» $\alpha_в$. При нормальном падении на плоскости фацета свет отражается с длиной волны блеска $\lambda_в = (2d \sin\alpha_в)/m$ (рис. 18.6). Для $\lambda_в$ решетка имеет максимальный коэффициент отражения. При легком опрокидывании решетки закон отражения уже не действует на снабженных зеркальным покрытием фацетах,

так как в результате дифракции здесь возникают сферические волны. Для каждого угла α отражается, согласно уравнению (18.5), одна длина волны. Угловая дисперсия имеет вид:

$$\frac{d\alpha}{d\lambda} = \frac{\tan\alpha}{\lambda}. \tag{18.6}$$

Такая решетка может устанавливаться в резонаторе аналогично рис. 8.5. Тогда имеет силу $d\alpha \approx \theta$ (см. уравнение 18.3), и вычисляется диапазон длин волн:

$$d\lambda \approx \frac{\theta}{d\alpha / d\lambda} \tag{18.7a}$$

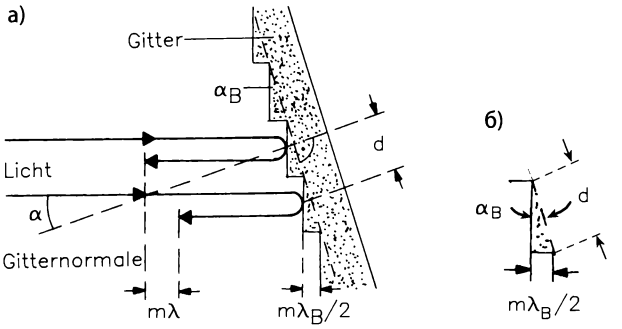


рис. 18.6. (а) Отражательная решетка для перестройки резонаторов. **(б)** Сегмент для расчета $\lambda_B = (2d \sin \alpha_B)/m$

Для решетки с $m = 1$, $N = 2000$ линий/мм, $d = 0{,}5$ мкм, $\lambda = \lambda_B = 0{,}5$ мкм, $\alpha = 30^\circ$ находим в качестве примера угловую дисперсию порядка $d\alpha/d\lambda = 10^4 см^{-1}$. С такой решеткой можно, согласно уравнению (18.7a), при расходимости пучка $\theta = 2 \cdot 10^{-4}$ получить диапазон лазерного излучения $d\lambda = 0{,}2$ нм. Это меньше, чем с призмой, описанной в предыдущем разделе, причем предполагается получить лазерный пучок с $\omega_0 = 0{,}8$ мм. Таким образом, мы имеем разрешающую способность $\lambda/d\lambda = 2500$.

Для разрешающей способности действительно также:

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = N \cdot m, \tag{18.7б}$$

где N есть число высвеченных штрихов решетки. При использовании решетки шириной 1,6 мм и с 2000 линий/мм в первом порядке ($m = 1$) получилась бы разрешающая способность = 3600. Это примерно соответствует результатам из уравнения (18.7a). В целях максимального повышения разрешения в лазерных резонаторах перед решеткой используются расширяющие пучок телескопы или схемы с призмами. Одновременно с этим понижается плотность энергии на решетке, что позволяет избежать возможных повреждений. Например, при высвечивании 50 мм для верхней решетки получают разрешающую способность = 10^5.

Отражательные решетки находят применение, в частности, в лазерах на красителях для селекции по длинам волн. Путем вращения решетки можно — в соответствии с уравнением (18.5) — выполнить необходимую подстройку. Возможный диапазон перестройки и эффективное отражение решетки зависят от формы и отражательной способности ее штрихов. Для повышения разрешения решетку можно металлизировать. В видимой области спектра с помощью решетки

удается — в зависимости от ее исполнения — получить диапазон перестройки в несколько сотен нанометров при эффективном отражении порядка 90 %.

18.5. Эталон Фабри — Перо

Эталон, или интерферометр Фабри — Перо состоит из двух параллельных, частично пропускающих (полупрозрачных) зеркал, размещенных, например, на плоскопараллельной стеклянной пластинке (показатель преломления n) (рис. 18.7). Зеркальное покрытие можно также наносить методом напыления на две стеклянные пластинки, между которыми находится воздух либо иной газ ($n \approx 1$). Чтобы эти зеркала не действовали как зеркала резонатора, данный эталон в качестве частотного селектора размещается в большинстве случаев наклонно к оси лазера. Падающая волна дает после отражения между зеркалами несколько парциальных волн. Если эти волны накладываются синфазно, эталон становится прозрачным. В отношении эталона согласно рис. 18.7 действует следующее условие:

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} = m\lambda, \text{ причем m есть целое число.} \qquad (18.8)$$

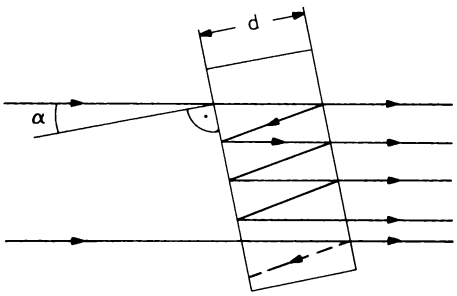


Рис. 18.7. Эталон Фабри — Перо

Относительно каждой длины волны λ могут быть вычислены углы α для максимального пропускания. Угловая дисперсия получается при $n = 1$:

$$\frac{d\alpha}{d\lambda} = \frac{1}{\lambda \tan\alpha} \qquad (18.9)$$

С малым углом наклона α возможны значительно более высокие величины угловой ширины, чем в случае призмы и решетки, так что достигается гораздо лучшая частотная селекция. Настройка эталона осуществляется путем вращения, изменения расстояния между зеркалами d либо варьирования показателя преломления n (например, за счет изменения давления газа между зеркалами).

Благодаря подобному эталону при постоянных значениях d, n, α пропускается одновременно множество спектральных линий. Частотный интервал у этих линий (область дисперсии) составляет для $\alpha = 0$ и $n = 1$:

$$\Delta f_D = c/2d. \qquad (18.10)$$

Это отношение соответствует уравнению (13.3) для поперечных мод лазера. Следовательно, однозначная частотная селекция может иметь место лишь при условии, что ширина полосы частот падающего света меньше указанной области дисперсии. Поэтому при использовании данных эталонов в качестве частотных селекторов нередко требуется предварительная селекция — например, с одним или несколькими более тонкими эталонами. В случае плоских волн и при диаметрах любого размера такой эталон демонстрирует пропускание в диапазоне $\Delta\lambda$ или, соответственно, Δf, причем средняя длина волны λ выражена через (см. также уравнение 18.8):

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta f_D}{Ff}. \tag{18.11}$$

Избирательность эталона F дается через отражательную способность R зеркала:

$$F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \tag{18.12}$$

Для R=10–97 % получается, например, F=11–100. Разрешающая способность $\lambda/\Delta\lambda$ по уравнению (18.11) при больших d и R принимает очень высокие значения по сравнению с решеткой и призмой. Реальная же разрешающая способность при расходящихся световых волнах с ограниченным диаметром может быть много меньше.

Путем изменения толщины можно устанавливать самую разную ширину линий $\Delta\lambda$ или Δf. Очень короткие эталоны с $d \approx \lambda$ называют также интерференционными фильтрами. Относительная ширина линий находится у них в диапазоне $\Delta\lambda/\lambda \approx 0{,}01$. Интерферометры большей толщины дают значительно меньшую ширину линий. Эталонов толщиной около 1 см (иногда при условии дополнительной предварительной селекции с более коротким эталоном) вполне достаточно для достижения в лазере длиной около 50 см генерации излучения только на одной аксиальной моде.

18.6. Двоякопреломляющие фильтры

В двоякопреломляющих кристаллах (например, кварце) линейно поляризованная световая волна расщепляется на обыкновенный и необыкновенный лучи, поляризованные ортогонально друг другу и имеющие различные показатели преломления n_o и n_e. После прохождения через кристалл парциальные волны обладают разными фазами, так что они складываются в эллиптически поляризованную волну, затухающую при прохождении через поляризатор (рис. 18.8). Если разность фаз соответствует целочисленному кратному длины волны λ, то после кристалла вновь появляется линейно поляризованный свет, пропускаемый через поляризатор с полной амплитудой:

$$|n_o - n_e|\, d = m\lambda. \tag{18.13}$$

Перестройка возможна здесь путем опрокидывания, в результате чего изменяются эффективная толщина d и разность показателей преломления $|n_o - n_e|$. Изменение показателя преломления достигается также посредством приложения электрического поля (см. ячейку Поккельса). Так же, как и в случае эталона Фабри — Перо, определяется область дисперсии:

$$\Delta f = \frac{c}{|n_o - n_e| d} \tag{18.14}$$

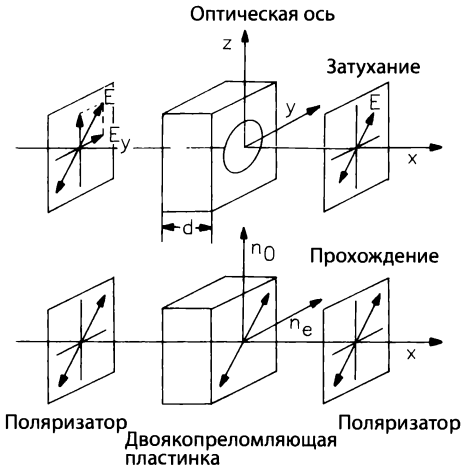


Рис. 18.8. Принцип действия фильтра Лио. При затухании в двоякопреломляющей пластинке генерируется линейно поляризованный свет – эллиптический либо с поворотом на 90°. Область пропускания описывается через уравнение (18.3). Во избежание отражения пластинка часто устанавливается под углом Брюстера

Область пропускания отдельной двоякопреломляющей пластинки с поляризатором равна половине области дисперсии и, следовательно, относительно широка. Поэтому часто используют сразу несколько пластинок и поляризаторов друг за другом (фильтр Лио), чтобы обеспечить наилучшую частотную селекцию. Преимущество двоякопреломляющего фильтра перед фильтром Фабри — Перо состоит в том, что здесь не требуется зеркал, обеспечивающих постоянное отражение только в отношении ограниченной полосы частот. Следовательно, двоякопреломляющий фильтр находит применение в более широком диапазоне длин волн. Кроме того, отсутствие зеркал сводит к минимуму возможные потери. Двоякопреломляющие фильтры используются, например, для перестройки и сужения ширины полосы частот непрерывных лазеров на красителях.

ЗАДАЧИ

18.1. Что такое «пространственное выгорание провалов» и как его избежать?

18.2. Определить число мод (и длину когерентности) в аргоновом лазере длиной 50 см. Вычислить толщину эталона и его коэффициент отражения при достижении одномодового режима.

18.3. Эталон состоит из двух стеклянных пластинок с одинаковым зеркальным покрытием, установленных на расстоянии L друг от друга. Область дисперсии составляет $\Delta f_D = 5 \cdot 10^9$ Гц, разрешение $\Delta f = 50$ МГц. Вычислить расстояние L между пластинками, а также избирательность эталона, добротность и коэффициент отражения зеркал.

18.4. Как велик диапазон излучения перестраиваемого с помощью призмы лазера на центрах окраски при 2,5 мкм? (Диаметр пучка составляет 5 мм, дисперсия $dn/d\lambda = 1{,}5 \cdot 10^5 м^{-1}$).

18.5. Определить диапазон излучения перестраиваемого с помощью отражательной решетки лазера на красителе при $\lambda = 0{,}5$ мкм ($\alpha = 30^\circ$, 2000 линий/мм). Диаметр пучка на решетке составляет 10 мм.

18.6. Гелий-неоновый лазер (632 нм) дифрагируется на ультразвуковой волне (500 МГц) акустооптического конструкционного элемента в первом порядке дифракционного максимума. Каким будет изменение длины волны?

18.7. Определить диапазон излучения (диапазон длин волн) лазера с внутренней призмой для частотной селекции. (Доказать уравнения 18.2 и 18.4, причем здесь предполагается малый преломляющий угол призмы γ).

ГЛАВА 19

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ

Спектральная область лазерного излучения может быть значительно расширена на основе самых разных способов преобразования частоты. Особое значение имеют, в частности, нелинейные оптические эффекты, как то: удвоение частоты и комбинационное рассеяние. Остановимся сначала на эффекте Доплера для достижения небольших изменений частоты, например, при использовании в области измерительной техники.

19.1. Эффект Доплера

При отражении на подвижном зеркале (рис. 19.1) происходит изменение частоты:

$$\Delta f = \frac{-2\vartheta}{c} f_0 \cos\alpha\,, \tag{19.1}$$

при этом f_0 есть частота падающей под углом α волны, а c — скорость света. Когда зеркало со скоростью v перемещается в направлении падения волны, Δf становится отрицательным, а отраженная волна имеет меньшую частоту. Если, например, скорость вращения зеркала v принимается равной 1,5 м/с, то при нормальном падении получается относительный сдвиг частоты: $\Delta f/f_0 = 10^{-8}$.

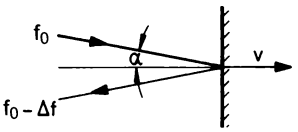


Рис. 19.1. Сдвиг частоты в результате эффекта Доплера при отражении на подвижном зеркале со скоростью вращения v

Более серьезные изменения частоты, чем посредством механически перемещающихся зеркал, достигаются на основе дифракции света на ультразвуковых волнах (см. здесь также п.16.2). При этом изменение частоты света Δf_0 выражено через частоту f_S ультразвуковой волны:

$$\Delta f_0 = n f_S, \text{ где } n = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \ldots, \tag{19.2}$$

где n показывает порядок дифракции. Для получения оптимальной дифракционной эффективности работа ведется обычно с $n = 1$. Если достижимы звуковые частоты около $f_S = 10^9$ Гц, то для красного света с $f_0 = 5 \cdot 10^{14}$ Гц получается: $\Delta f_0/f_0 = 2 \cdot 10^{-6}$.

Более высокие звуковые частоты и, следовательно, более значительные изменения частоты достигаются оптическим путем посредством вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна, но этот процесс, в отличие от вынужденного комбинационного рассеяния (см. п.19.5), довольно редко используется для преобразования частоты лазерного излучения.

19.2. Нелинейные оптические эффекты

Напряженность электрического поля E световой волны в среде позволяет резонансное колебание электронов и индуцирует тем самым дипольный момент. Плотность дипольных моментов обозначается как электрическая поляризация P (не путать с поляризацией как колебательным состоянием!). Изменяющаяся во времени поляризация резонансно колеблющихся атомов приводит к выводу излучения. Если свет слабый, то связь между поляризацией и напряженностью поля падающей световой волны будет линейной (классическая оптика). При большей напряженности светового поля потребуется выражение в виде степенного ряда для описания появляющихся в этом случае нелинейных оптических эффектов:

$$P=\varepsilon_0(\chi_1 E+{}_{\chi 2}E^2+\chi_3 E^3+\ldots). \tag{19.3}$$

Здесь $\varepsilon_0=8{,}854\cdot 10^{-12}$ А-с/В есть диэлектрическая постоянная вакуума. Коэффициенты, или восприимчивости χ_i быстро понижаются с повышением порядка. Для твердого тела принят типовой вариант: $\chi_1\approx 1$, $\chi_2\approx 10^{-12}$ м/В, $\chi_3\approx 10^{-21}$ м^2/В^2; здесь χ_i в полном описании должны оцениваться как тензоры. Нелинейные оптические восприимчивости второго порядка χ_2 возникают только в кристаллах, жидких кристаллах и прочих анизотропных веществах. Нелинейное уравнение (19.3) доказывает, что частота света может изменяться в оптических средах.

Смешение частот

Если в одном кристалле поглощаются две плоских волны:

$$\boldsymbol{E}_i=\frac{\boldsymbol{A}_i}{2}\exp\boldsymbol{i}(\boldsymbol{k}_i\boldsymbol{x}-\omega_i\boldsymbol{t})+\boldsymbol{c.c.},\quad \boldsymbol{i}=1,2, \tag{19.4}$$

с круговой частотой $\omega_i=2\pi f_i$ и волновыми векторами $|k_i|=2\pi n_i/\lambda_i=n_i\omega_i/c$, то из уравнения (19.3) для поляризации второго порядка имеем:

$$P_2(\omega,k)=\varepsilon 0\chi_2 E_1(\omega_1,k_1)\,E_2(\omega_2,k_2). \tag{19.5}$$

После подстановки уравнения (19.4) и соответствующего перемножения получаем в уравнении (19.5) плоские поляризационные волны с суммарными и разностными частотами:

$$\omega=\omega_1\pm\omega_2,\ 2\omega_1,\ 2\omega_2 \text{ и } k=k_1\pm k_2,\ 2k_1,\ 2k_2. \tag{19.6}$$

Кубический терм в уравнении (19.3) дает в случае трех различных световых волн следующие результирующие частоты ω' и волновые векторы k':

$$\omega'=\omega_1\pm\omega_2\pm\omega_3,\ 3\omega_1,\ 2\omega_1\pm\omega_2 \text{ и т.д. } k'=k_1\pm k_2\pm k_3,\ldots \tag{19.7}$$

Разные поляризационные составляющие, как колеблющиеся диполи, излучают световые волны, частота которых выражена через суммы и разности согласно уравнениям (19.6) и (19.7). При этом — в результате попадания в среду интенсивного лазерного света — может быть генерировано большое число различных комбинационных частот. Благодаря этому достигается преобразование частоты лазерного света в другие области спектра.

19.3. Удвоение и умножение частоты

Если в кристалле поглощается только одна световая волна с круговой частотой $2\pi f_1$ (рис. 19.2), то появляется нелинейная составляющая поляризации, колеблющаяся с удвоенной поглощенной круговой частотой $\omega = 2\omega_1$. С этой частотой излучается световая волна, вторая гармоника. Для достижения максимальной интенсивности в направлении поглощенной волны поляризационная составляющая с $2\omega_1$, $2k_1$ и генерированная световая волна (круговая частота $\omega = 2\omega_1$, волновой вектор k) должны синфазно проходить через вещество. При этом имеет силу следующее:

$$|\boldsymbol{k}| = \frac{n\omega}{c} = |2\boldsymbol{k}_1| = 2\frac{n_1\omega_1}{c}. \tag{19.8}$$

Фазовое согласование выполнено, если показатели преломления n_1, n_2 обеих волн равны. Для согласования показателей преломления может использоваться двойное лучепреломление.

Рис. 19.2. Удвоение частоты видимого излучения

Оптически одноосный кристалл имеет различные показатели преломления для видимого излучения, поляризованного перпендикулярно (обыкновенно) и параллельно (необыкновенно) основному сечению (= плоскости между направлением падения луча и оптической осью). Для фазового согласования основная волна и вторая гармоника должны быть поляризованы обыкновенно или, соответственно, необыкновенно с разными показателями преломления n^o_1 и n^e. В то время как показатель n^o_1 не зависим от угла падения Θ относительно оптической оси, n^e (Θ) сильно зависит от этого угла (рис. 19.3). При подходящем выборе направления, например, $\Theta \approx 50^o$ на рис. 19.3, удается соответствующим образом согласовать оба показателя преломления (тип 1 фазового согласования).

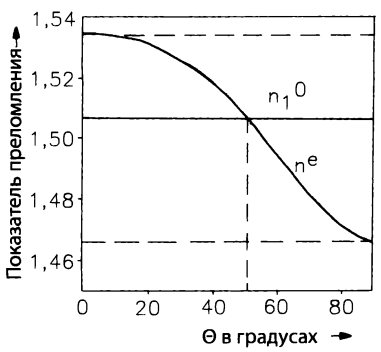


Рис. 19.3. Показатель преломления KDP для света рубинового лазера n^o_1 и его второй гармоники n^e как функция угла между направлением падения луча света и оптической осью

Другой способ фазового согласования заключается в пространственном структурировании кристалла в направлении распространения света с периодом Λ, выраженном через:

$$\frac{2\pi}{\Lambda} = \boldsymbol{k} = \boldsymbol{k} - 2\boldsymbol{k}_1 = \frac{\omega_1}{c}(\boldsymbol{n} - \boldsymbol{n}_1) \tag{19.9}$$

Этот способ называют еще квазифазовым согласованием, и он не требует двойного преломления нелинейного вещества, но связан со значительными затратами на его реализацию.

С фазовым согласованием теоретически возможна 100-процентная эффективность преобразования во вторую гармонику. С интенсивным лазерным излучением достигалась эффективность на уровне 90 %. И все же во многих областях применения эффективность преобразования во вторую гармонику будет гораздо ниже. Поскольку этот показатель демонстрирует квадратичное возрастание с плотностью мощности, то излучение фокусируется в кристалле-удвоителе. При этом не должен превышаться определенный порог прочности.

В области низкой эффективности примерно до 20 % интенсивность I второй гармоники при фазовом согласовании можно вычислить на основе интенсивности I_1 основной волны и длины кристалла L:

$$I = \frac{2\omega_1^2}{c^3\varepsilon_0}\frac{d^2_{\text{эфф}}}{n_1^2 n} I_1^2 L^2 \tag{19.10}$$

Численные значения нелинейных коэффициентов $d_{\text{эфф}} \approx \varepsilon_0\chi_2$ приведены для разных кристаллов на рис. 19.4.

В отношении высокой эффективности преобразования во вторую гармонику действительно фазовое согласование:

$$I = I_1 \tanh^2 \sqrt{\frac{2\omega_1^2 d^2_{\text{эфф}} I_1 L^2}{c^3\varepsilon_0 n_1^2 n}}. \tag{19.11}$$

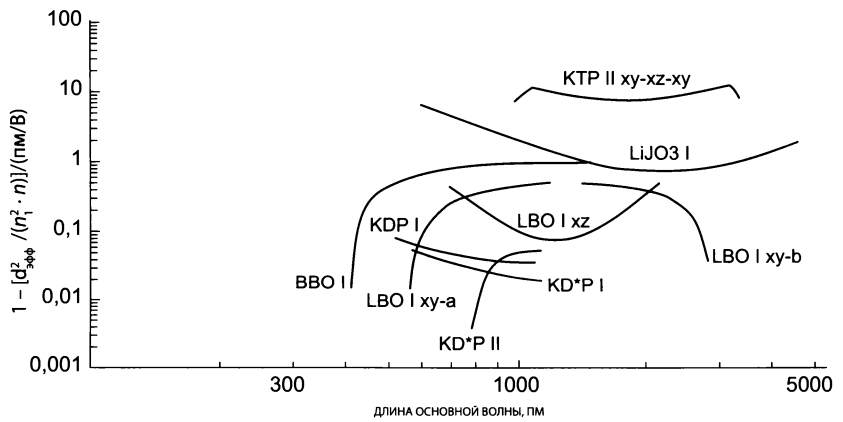


Рис. 19.4. Эффективный нелинейный оптический коэффициент $d_{\text{эфф}}$ разных кристаллов для согласованного по фазе удвоения частоты различных длин основной волны (*1*=тип 1; *11*=тип 11; n_1 и n=показатели преломления основной волны и второй гармоники) (по данным фирм «Гзенгер», «Оптоэлектроника», «Планегг»)

Кристаллы

Классической нелинейной оптической средой считается KDP (дигидрофосфат калия KH_2PO_4) и кристаллы с похожей структурой (ADP, RDA, CDA), прозрачные в диапазоне от 0,2 до 1,9 мкм. Порог, при котором на основе плотности поглощенной мощности возможно разрушение кристаллов, превышает 400 МВт/см^2 при импульсах 10 нс с длиной волны 1,06 мкм. В таблице 19.1 указан порог прочности для более короткой длительности импульсов. Кроме перечисленных веществ широко применяется также ниобат лития $LiNbO_3$. Он прозрачен на уровне 0,4–4,2 мкм и показывает значительно более высокие нелинейные коэффициенты, чем KDP. Однако порог прочности здесь существенно ниже, чем у KDP. Близкую к указанной область пропускания, похожие нелинейные коэффициенты и равный порог прочности имеет йодат лития $LiIO_3$. Из новых сред можно назвать KTP (фосфат титанила калия $KTiOPO_4$). Он обладает весьма высокой эффективностью преобразования во вторую гармонику, но довольно низким порогом прочности и годится только для длин основной волны от 1 до 3,4 мкм, то есть для генерации света с удвоенной частотой до 500 нм; следует отметить, что это достаточно дорогой материал. Для получения длин волн до 186 нм рекомендуется BBO (бета-борат бария β-BaB_2O), который отличает весьма высокий порог прочности: в этом его превосходит только LBO. Для инфракрасной области спектра применяют прусситы Ag_3AsS_3 и селенид кадмия CdSe.

Таблица 19.1. Порог прочности при длине волны 1,053 мкм и длительности импульсов 1,3 нс

Кристалл	Плотность энергии, Дж/см^2	Плотность мощности, ГВт/см^2	Соотношение
KTP	6,0	4,6	1,00
KDP	10,9	8,4	1,83
BBO	12,9	9,9	2,15
LBO	24,6	18,9	4,10

Эффективность преобразования во вторую гармонику квадратично возрастает с плотностью мощности. Поэтому в случае низких мощностей (как, например, у лазеров на алюмоиттриевом гранате, легированном неодимом, с диодной накачкой) предпочтительнее выбрать внутрирезонаторный способ применения. Дело в том, что мощность внутри резонатора в $1/T$-раз выше, причем T есть коэффициент пропускания выходного зеркала. Кроме того, излучение, не преобразованное при прохождении через кристалл, остается в резонаторе и преобразуется во вторую гармонику при следующем проходе. Но после размещения в резонаторе кристалла-удвоителя лазер нередко становится нестабильным. Впрочем, с помощью тщательно выверенной конструкции и точного ее исполнения удается в той или иной степени решить проблемы со стабилизацией. В частности, в коммерческих лазерах на основе Nd: ИАГ с диодной накачкой кристалл-удвоитель обычно встраивается в резонатор.

Высшие гармоники

Наряду с удвоением частоты на основе квадратичной составляющей поляризации возможно и ее утроение, за что отвечает кубическая составляющая поляризации.

По причине малых нелинейных оптических коэффициентов χ_3 добиться высокой эффективности преобразования во вторую гармонику значительно сложнее. Часто представляется более целесообразным поступить иначе, а именно: свет с удвоенной частотой еще раз смешать с основной волной в нелинейный кристалл.

Если в уравнении (19.3) появляются еще более высокие степени, то — наряду со второй и третьей гармониками — в результате умножения частоты возникают и следующие по высоте гармоники.

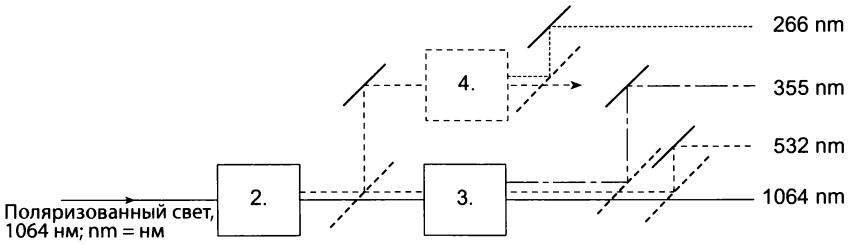


Рис. 19.5. Схема умножения частоты интенсивных лазерных импульсов (*2.* — удвоитель частоты (1064 нм → 532 нм), *3.* — утроение путем смешения частот (1064 и 532нм → 532 нм), *4.* — удвоитель частоты для создания высшей гармоники (532 нм → 266 нм)

Для коммерческих целей предлагаются, например, неодимовые лазеры, которые — наряду с основной волной 1,06 мкм — выдают когерентный свет длины волны 266 нм (с дважды удвоенной частотой), 355 нм (с утроенной частотой) и 532 нм (с удвоенной частотой) (рис. 19.5). Также лазеры на основе Ti-сапфира и на красителях функционируют с умножением частоты, генерируя коротковолновое, перестраиваемое излучение.

19.4. Параметрические генераторы

Если в кристалле распространяются две волны с разными частотами ω_1 и ω_2, то, согласно уравнению (19.6), образуются нелинейные составляющие поляризации, которые колеблются с суммарной и разностной частотой $\omega_1 \pm \omega_2$ и излучают соответствующие волны. Образование разностной частоты может использоваться только для параметрического усиления света. При этом в нелинейный кристалл поступает интенсивная волна накачки с частотой ω_p и усиливаемая сигнальная (объектная) волна с частотой ω_s (рис. 19.6). В кристалле формируется волна с разностной частотой:

$$\omega_i = \omega_p - \omega_s, \tag{19.12}$$

так называемая вспомогательная, или промежуточная волна (англ. idler wave). Чтобы этот процесс протекал достаточно эффективно, требуется согласование показателей преломления, то есть должно иметь силу:

$$n_i\omega_i = n_p\omega_p - n_s\omega_s. \tag{19.13}$$

Теперь упомянутая промежуточная волна, в свою очередь, взаимодействует с сигнальной волной и волной накачки. В результате формирования разностной частоты волны накачки и промежуточной волны (причем согласно уравнению 19.13 также имеет место согласование показателей преломления) образуется волна с частотой $\omega_s = \omega_p - \omega_i$. На основе этого процесса усиливается поглощенная сигнальная волна. С помощью кристаллов $LiNbO_3$ длиной в несколько сантиметров достигаются, например, коэффициенты усиления для сигнальной волны до $G \approx 100$.

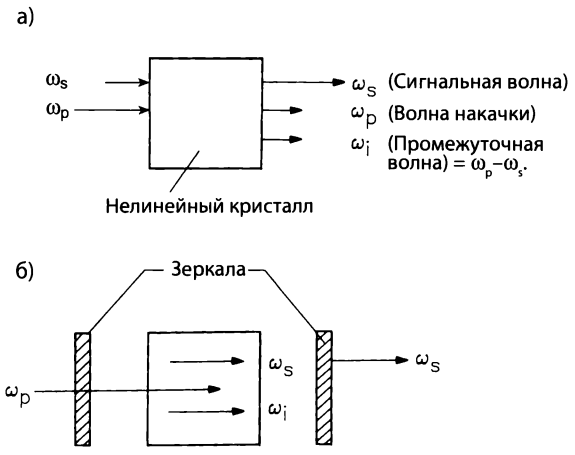


Рис. 19.6. (**а**) Параметрический усилитель, (**б**) параметрический генератор

Параметрический генератор состоит из нелинейного кристалла, облучаемого интенсивной волной накачки и заключенного между двумя зеркалами (рис. 19.6). При постоянно существующем шуме электромагнитного поля в результате параметрического усиления усиливается та световая волна, для частоты которой согласованы показатели преломления по уравнению (19.13). В силу отражения зеркалами сигнальная волна многократно проходит через кристалл и в итоге усиливается, если усиление в кристалле больше, чем потери в резонаторе. Таким образом, в конце концов устанавливается стационарная амплитуда. Одновременно в процессе усиления формируется промежуточная волна с частотой $\omega_i = \omega_p - \omega_s$.

При дважды резонансном генераторе коэффициент отражения зеркал для сигнальной и промежуточной волн достаточно высок. В этом случае уже теряет смысл наличие разницы между сигнальной и промежуточной волнами.

Параметрический усилитель либо параметрический генератор может перестраиваться при постоянной частоте накачки, причем показатели преломления варьируются, и в итоге достигается фазовое согласование для различных пар частот сигнальной и промежуточной волн. Показатель преломления может изменяться, например, путем вращения кристалла (рис. 19.7) или посредством регулирования температуры.

Параметрические генераторы представляют интерес, прежде всего, как непрерывно перестраиваемые источники света для инфракрасной области спектра, для которой не существует лазеров на красителях. Известно, что в лабораторных устройствах достигалась эффективность преобразования во вторую гармонику до

нескольких десятков процентов. С лазером на основе $LiNbO_3$ удавалось получить параметрическую генерацию в непрерывном режиме, причем накачка осуществлялась лазером на Nd: ИАГ.

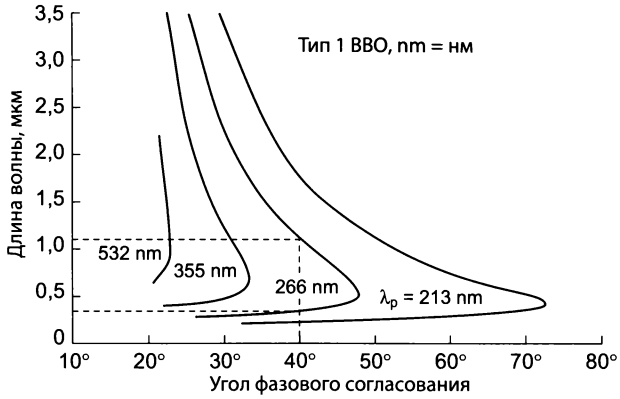


Рис. 19.7. Кривая перестройки параметрического генератора из BBO. Угол показывает направление распространения света относительно оптической оси. С углом, например, 40° и длиной волны накачки $\lambda_p = 266$ мкм формируется пара длин волн около 0,3 мкм и 1,1 мкм (данные фирмы «Гзенгер»)

19.5. Вынужденное комбинационное рассеяние

На основе комбинационного рассеяния достигается генерация целого ряда новых частот лазерного излучения. Комбинационное рассеяние можно представить как неупругий процесс рассеяния фотонов молекулами (рис. 19.8), к которым подводится либо у которых отнимается колебательная энергия. Падающий квант света hf_P в результате рассеяния переводится в квант hf_S, причем разностная энергия $hf_R = h(f_P - f_S)$ поглощается молекулой. Имеем:

$$f_S = f_P - f_R. \tag{19.14}$$

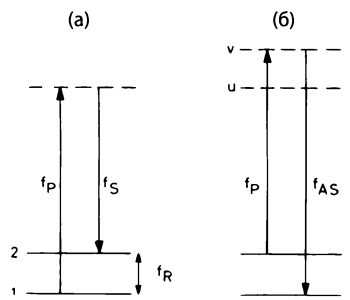


Рис. 19.8. Комбинационное рассеяние молекулой с частотой колебаний fR. (**а**) Создание первой стоксовой линии, (**б**) создание первой антистоксовой линии

Сдвиг частоты при комбинационном рассеянии f_R зависит от состояний возбуждения молекулы (см. таблицу 19.2). Представленный на рис. 19.8а процесс описывает генерацию первой стоксовой линии.

Таблица 19.2. Сдвиг частоты при комбинационном рассеянии f_R некоторых молекул

Среда	H_2	CH_4	N_2	HF
Сдвиг частоты при комбинационном рассеянии f_R, $см^{-1}$	4155	2914	2330	3962

Если молекула перед рассеянием находится в возбужденном состоянии, то рассеянный фотон может обладать (см. рис. 19.8б) более высокой энергией, чем падающий фотон, и тогда полагаем:

$$f_{AS} = f_P + f_R. \tag{19.15}$$

В этом случае речь идет о генерации первой антистоксовой линии. Промежуточные уровни *и* и υ на рис. 19.8 могут быть реальными либо виртуальными, то есть описывают только очень кратковременное возбуждение молекул.

Рассматриваемое до сих пор спонтанное комбинационное рассеяние является ненаправленным и обладает довольно низким кпд. Поэтому оно не годится для преобразования частоты видимого лазерного излучения. Но при большой поглощенной интенсивности комбинационное рассеяние может быть очень эффективным в прямом или также обратном направлениях, и это будет уже вынужденное рассеяние. Генерируемый в результате этого луч первой стоксовой линии обладает таким же качеством, что и используемый для накачки падающий лазерный луч.

При вынужденном комбинационном рассеянии частота накачки f_P возбуждает множество молекул на уровень *и*, что приводит к инверсии относительно уровня 2. Вследствие этого излучение с частотой f_S усиливается вынужденным испусканием, что вызывает — так же, как и в случае сверхизлучателя — направленное излучение.

При более высоких плотностях мощности образуются, наряду с первой стоксовой линией, еще и другие линии с частотным интервалом f_R. То же касается и первой антистоксовой линии. Появление этих линий высшего порядка можно объяснить многократным комбинационным рассеянием.

Максимальная скорость преобразования η для энергии или мощности волны накачки с частотой f_P в стоксову волну с частотой f_S в результате комбинационного рассеяния составляет:

$$\eta = (f_P - f_R)/f_P. \tag{19.16}$$

С величиной f_R для метана получаем из таблицы 19.2 — при накачке, например, с помощью лазера на Nd: ИАГ с удвоенном частотой (532 нм) — теоретический коэффициент полезного действия $\eta = 84$ % при длине генерированной волны 630 нм. Эффективность, достижимая на практике, будет несколько ниже.

Самым простым устройством генерации излучения со сдвинутой при комбинационном рассеянии частотой представляется достаточно длинная газовая ячейка под высоким давлением порядка 100 бар, наполненная, например, метаном. Для повышения плотности мощности луч накачки фокусируется в газ. Такие рамановские ячейки накачиваются, в частности, с помощью твердотельных лазеров либо лазеров на эксимере (рис. 7.6), причем новые линии создаются в УФ- и ИК-диапазонах.

Также и в твердотельных лазерах можно наблюдать вынужденное комбинационное рассеяние (рис. 19.9). Сдвиги частоты интенсивных рамановских линий составляют

нередко около 1000 $см^{-1}$ и, следовательно, гораздо менее значительны, чем у молекул. Если в дополнение к интенсивному излучению накачки на среду комбинационного рассеяния попадает еще и излучение со сдвинутой частотой, то оно усиливается. Стекловолокна из SiO_2 с диодной накачкой используются тогда в роли усилителей комбинационного рассеяния в передающих стекловолоконных линиях.

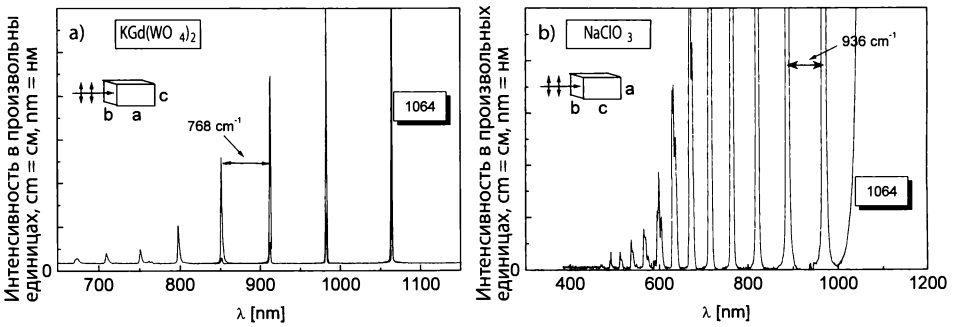


Рис. 19.9. Спектр вынужденного антистоксова комбинационного рассеяния в кристаллах KGd $(WO_4)_2$ и хлората натрия $NaClO_3$ с показанной ориентацией. Падающие лазерные импульсы с длиной волны 1064 нм имели длительность 100 пс и фокусировались на пятно диаметром 75 мкм. Длина кристалла составляла 15–30 мм. Приведенные сдвиги частоты при комбинационном рассеянии 768 $см^{-1}$ и 936 $см^{-1}$ зависят от кристалла и его ориентации

В случае простой ячейки комбинационного рассеяния при интенсивной накачке одновременно образуется несколько линий. Посредством селективных зеркал на концах ячейки или, соответственно, рамановского кристалла может быть создан лазер на комбинационном рассеянии — подобный тому, что показан на рис. 19.10, где происходит подавление нежелательных линий.

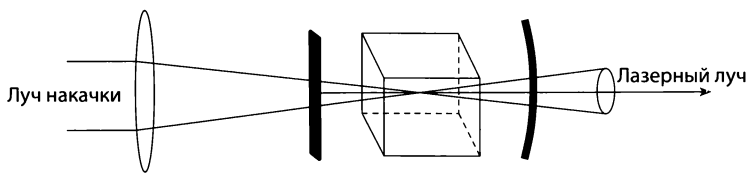


Рис. 19.10. Лазер на комбинационном рассеянии: посредством фокусированного луча накачки в кристалле генерируется вынужденное комбинационное рассеяние. Оптическая обратная связь с двумя зеркалами приводит к образованию лазерного луча, который, по сравнению с лучом накачки, сдвинут на величину частоты колебаний. При использовании кристалла из KGd $(WO_4)_2$ на основе длины волны накачки, например, 1064 нм создаются длины волн лазера на комбинационном рассеянии 1177 нм или 1159 нм

В 2004 году сотрудниками фирмы «Интел» в Калифорнии был продемонстрирован кремниевый лазер на комбинационном рассеянии. Однако для него предусматривалась оптическая накачка с помощью диодного лазера на полупроводниковом соединении $A^{III}B^{V}$, так что его нельзя считать кремниевым диодным лазером в полном смысле.

19.6. Создание непрерывного спектра (континуума)

Интенсивный световой импульс, распространяющийся в материальной среде, в силу высокой напряженности своего поля изменяет показатель преломления. Этим объясняется разное время распространения различных частей импульса — например, переднего фронта, максимума и среза, а за средой отмечается сильная фазовая модуляция. Поскольку фаза изменяется во времени, варьируется и частота во время распространения импульса (происходит внутриимпульсная частотная модуляция — см. здесь также п.17.5). В результате такой фазовой самомодуляции удается получить с интенсивным световым импульсом широкий спектр, известный под названием «континуума в белом свете». Эти континуумы (рис. 19.11) способны перекрыть всю видимую область спектра и возможны также в инфракрасном и ультрафиолетовом диапазонах.

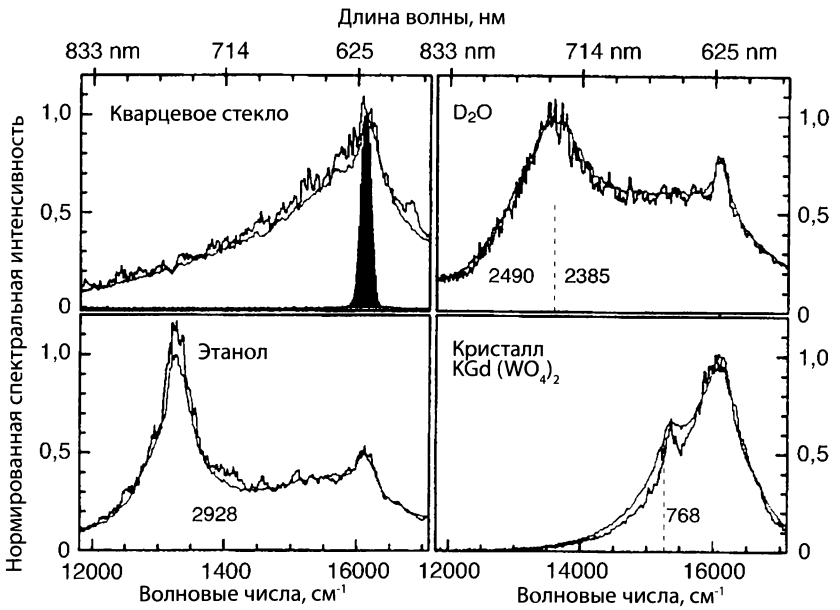


Рис. 19.11. Спектры излучения с континуумом, полученные путем фокусировки *сверхкоротких* лазерных импульсов (с длиной волны 625 нм, длительностью около 100 фс, с энергией 5,2 мДж) в указанных материалах (толщина слоя 1 см). Представлено спектральное распределение интенсивности для одиночного импульса и для более 50 импульсов, вызывающее сглаживание спектра. В случае D_2O и этанола отмечаются сильно уширенные линии комбинационного рассеяния. Вверху слева приведен также спектр поглощенного импульса (по данным Йенига и Эльшнера, Институт оптики при Берлинском техническом университете)

Средой служат вода и другие жидкости, а также стекло и стекловолокна, при которых требуются относительно низкие световые мощности. В качестве источников света используются пико- или фемтосекундные импульсы твердотельных лазеров и лазеров на красителях. В случае импульса в диапазоне 100 фс будет достаточно

энергии лазерного излучения в несколько мкДж для создания непрерывного спектра при толщине вещества 1 мм.

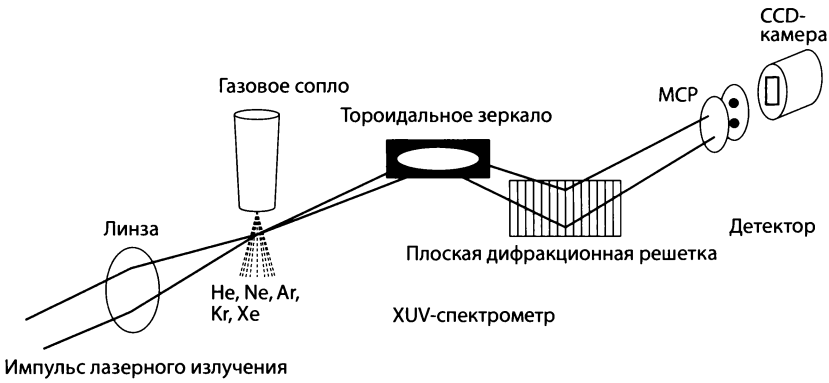


Рис. 19.12. Схема создания высшей гармоники в инертных газах (MCP — микроканальная пластинка с флуоресцентным люминесцентным экраном). (По данным Зоммерера и Занднера, Институт им. М. Борна, Берлин)

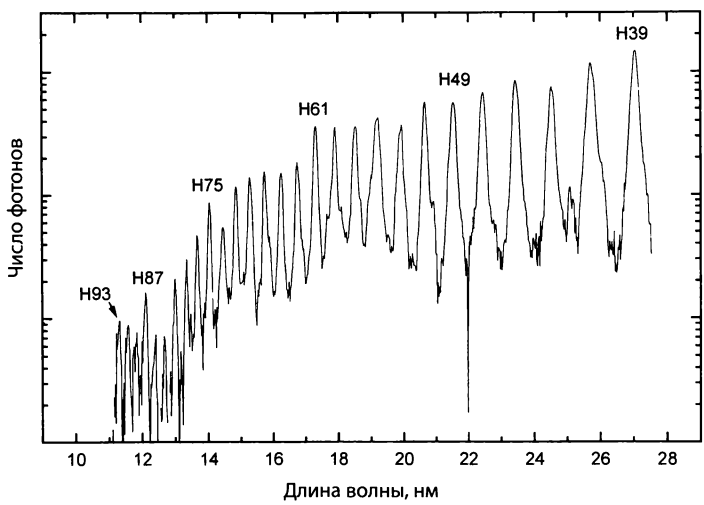


Рис. 19.13. Спектр высшей гармоники в неоне при длине падающей волны 1053 нм с интенсивностью 10^{14} Вт/см^2 при длительности импульсов 800 фс и радиусе пучка 60 мкм. Значения чисел фотонов сильно зависят от экспериментальных параметров (см. текст). Ширина гармоники выражена через разрешение спектрометра (по данным Шульце, Зоммерера и Занднера, Институт им. М. Борна, Берлин)

Сверхкороткие импульсы лазерного излучения непрерывного спектра широко используются при спектроскопических исследованиях материалов. Так, наблюдая за спектрами поглощения, разрешенными во времени, можно изучать быстро протекающие химические и биологические процессы.

19.7. Генерация высших гармоник в газах

В конце 80-х годов впервые удалось наблюдать возбуждение гармоники высшего порядка > 15 при взаимодействии интенсивного лазерного излучения $\geq 10^{13}$ Вт/см^2 с инертными газами (рис. 9.12). На основе инверсионной симметрии газа формируются только нечетные гармоники. Характерное распределение интенсивности показано на рис. 19.13. За резким уменьшением в (не показанных на рисунке) низших порядках следует (например, до 61-й гармоники) область почти равной интенсивности — так называемое «плато» (пологая часть характеристики), после чего интенсивность стремительно падает до уровня пороговой, или предельной (cut-off) гармоники.

«Генерация высших гармоник» (HHG) дает новый источник когерентного излучения в диапазоне VUV/XUV (УФ в вакууме), с помощью которого удается получить так называемое «окно прозрачности воды» (область спектра от 4,4 нм до 2,2 нм). Под таким «водяным окном» понимается спектральная область между краями полосы поглощения углерода и кислорода, где излучение поглощается атомами углерода, в то время как кислород еще остается прозрачным. Излучение в этом диапазоне длин волн требуется, прежде всего, для исследования биологических субстанций в водном растворе.

Для генерации высших гармоник находят применение, в основном, инертные газы Xe, Kr, Ar, Ne и He. Пороговая энергия фотонов W_P приближенно выражена через:

$$W_P = I_P + 3{,}17\frac{e^2E^2}{4m\omega^2}, \qquad (19.17)$$

где I_P есть потенциал ионизации атомов газа, E и ω показывают напряженность поля и, соответственно, частоту падающего света, а e и m обозначают массу электрона и заряд.

Так как более легкие атомы обладают более высокой энергией ионизации, с ними достигается и более значительная максимальная энергия фотонов. Важнее в данном случае повышенная интенсивность насыщения для ионизации, что позволяет подвергать ее действию повышенной напряженности поля E, что опять-таки приводит к большой пороговой энергии и коротким длинам волн. Впрочем, тяжелые и, соответственно, более крупные атомы обладают большей поляризуемостью, чем легкие и, соответственно, более мелкие атомы, поэтому в электрическом поле они обнаруживают более значительные нелинейные дипольные моменты, дающие и более высокие числа фотонов при генерации высших гармоник низшего порядка.

В диапазоне от 10 эВ до 40 эВ определялся коэффициент полезного действия до 10^{-5} при генерации высших гармоник в аргоне. В отношении энергии фотонов от 43 эВ до 73 эВ сообщается о преобразовании энергии при генерации высших гармоник в неоне на уровне 10^{-10} с использованием лазера на стекле с неодимом при длительности импульсов 650 фс. Для диапазона от 40 эВ до 150 эВ указывается преобразование энергии от 10^{-6} до 10^{-8}. Эти сравнительно высокие показатели относятся к различным фемтосекундным лазерам — например, Cr: LiSAF ($\lambda = 825$ нм) или Ti: Sa (790 нм) — при длительности импульсов < 100 фс.

При генерации высших гармоник возникают значимые эффекты укорочения импульсов. В 2000 году удалось, исходя от импульса 7 фс около 770 нм (примерно 1 эВ), генерировать мягкий рентгеновский импульс порядка 90 эВ длительностью почти 1 фс, что заметно короче, чем период генерации 2,6 фс задающего лазера (см. http://www.sciencemag.org/sciencexpress/resent. shtml/). На основе подобных

экспериментов предполагается осуществить генерацию одиночных (моно) импульсов длительностью 100 аттосекунд (ас). Импульсы длительностью 250 ас экспериментально уже доказаны.

Наряду с высшими гармониками в области спектра VUV/XUV (см. выше) предлагается получить и ряд других источников излучения, некоторые из которых пока находятся в стадии разработки. Среди них: синхротронно-волновое излучение (на основе ондулятора), лазер на свободных электронах (FEL), лазер XUV, рентгеновский лазер (XRL) и излучение на линии лазерной плазмы. Эти источники лазерного излучения обладают абсолютно разными физическими свойствами, и затраты на аппаратное обеспечение для генерации излучения у них тоже различны, так что для каждой области приходится выбирать наиболее подходящий источник. Но в случае некоторых применений перечисленные источники излучения находятся в прямой и жесткой конкуренции. Так, эксперименты, которые в прежние времена проводились с синхротронным излучением, ныне вполне реализуемы и с излучением на основе генерации высших гармоник. В последнем варианте преимущество заключается, главным образом, в сверхкороткой ширине импульсов, а также в меньших затратах на оборудование, в экономии места и проч.

ЗАДАЧИ

19.1. Выполнить по уравнению (19.3) с $\chi_3 = 0$ расчет нелинейной поляризации P_{NL}, возникающей в результате падения плоской волны с круговой частотой ω_1 и волновым вектором k_1. Оценить физическое значение (удвоение частоты, оптическое детектирование) образующихся слагаемых.

19.2. Генерацию второй гармоники (удвоение частоты) можно объяснить только законом сохранения энергии, действующим при столкновении двух фотонов с энергией $\hbar\omega_1 = hf_1$ и их объединением в фотон энергии $\hbar\omega$. Показать, что условие фазового согласования (19.8) вытекает из сохранения импульсов при таком столкновении.

19.3. Почему кристалл-удвоитель частоты подлежит юстировке?

19.4. При фазовом согласовании II типа для генерации второй гармоники используется основная волна, поляризованная частично обыкновенно и частично — не обыкновенно. Каким будет условие для сохранения импульсов? Каково отношение между показателями преломления трех участвующих волн при согласовании фаз?

19.5. Две волны с одинаковой частотой, но с разными направлениями попадают на тонкий нелинейный кристалл. В каком направлении возникает вторая гармоника?

19.6. Как велика интенсивность I второй гармоники при удвоении частоты лазерного излучения с $I_1 = 1$ Вт/см^2 и длиной волны 1 мкм в разных кристаллах с $L = 1$ см?

19.7. Какие самые малые длины волн можно генерировать путем многократного удвоения частоты в кристаллах (см. таблицу 12.1)?

19.8. Посредством фокусировки излучения лазера на основе алюмоиттриевого граната с неодимом ($\lambda = 1{,}06$ мкм) в заполненной метаном ячейке комбинационного рассеяния возникает излучение около 3 мкм. Сдвиг частоты при комбинационном рассеянии составляет 2914 см$^{-1}$. Вычислить точную длину волны.

ГЛАВА 20

СТАБИЛЬНОСТЬ И КОГЕРЕНТНОСТЬ

Свойства лазерных лучей — такие как частота, мощность, профиль пучка, направление, поляризация — не стабильны, они подвержены изменениям, что отрицательно сказывается при некоторых применениях. Так, флуктуации частоты или длины волны у гелий-неоновых лазеров огранивают точность интерферометрических измерений длины, а флуктуации энергии и профиля пучка у импульсных лазеров, используемых при сверлении, не позволяют получить отверстия одинакового диаметра и формы. В связи с этим, как уже указывалось в главе 3, необходимо оценивать возможные изменения и удерживать их на уровне, приемлемом для конкретной области применения. Возникающие при этом проблемы носят в большинстве случаев технический характер, и позднее мы еще вернемся к ним. Сейчас имеет смысл остановиться на объяснении некоторых понятий, используемых при описании свойств, так и или иначе касающихся стабильности: речь пойдет, прежде всего, о видах и размерах возможных флуктуаций. Кроме того, необходимо обозначить некоторые основополагающие предельные значения рассматриваемой стабильности.

Как известно, особенно высокой стабильностью отличаются лазеры непрерывного режима генерации излучения, что и будет обсуждаться в следующих далее разделах. Стабилизация импульсных лазеров достигается значительно сложнее — не в последнюю очередь, в силу того, что для этой цели требуются достаточно дорогостоящие быстродействующие электронные схемы. Поэтому у импульсных лазеров труднее достигать основных границ стабильности. Но, в принципе, в отношении импульсных лазеров действуют те же ограничивающие стабильность факторы, что и у лазеров непрерывного режима работы, только у импульсных лазеров возникает ряд дополнительных проблем.

20.1. Стабильность мощности лазера

Здесь рассматриваются некоторые технические проблемы, способные вызвать изменения выходной мощности. Практически всегда присутствующий дробовой шум, избежать которого полностью никогда не удается, мы обсудим в п.20.3.

У лазеров с электрическим возбуждением флуктуации связаны с ограниченной стабильностью блоков питания от сети. При этом следует различать долговременные флуктуации с постоянными времени (в минутах или часах), вызываемые, например, изменениями температуры; флуктуации в области частоты питающей сети 50 Гц и кратных данной величины; флуктуации в диапазоне нескольких десятков кГц, связанные с внутренними частотами переключений приборов с питанием от сети.

Еще одним источником изменений мощности может быть недостаточная устойчивость оптомеханической структуры. Колебания температуры, сотрясения,

вибрации и акустические помехи способны привести к перемене положения зеркал, изменению хода лазерного луча и в конечном итоге — к флуктуациям мощности.

Также и сама активная среда может стать причиной нестабильности — например, из-за плазменных колебаний в газоразрядных лазерах и тепловых фазовых погрешностей в стержнях твердотельных лазеров с оптической накачкой. Тогда флуктуации мощности зависят от рабочих условий — например, от тока разряда или давления газа и магнитного поля у ионных лазеров.

В случае многомодовых лазеров без фазовой связи мод возникают статистические модуляции выходной мощности с разностными частотами колеблющихся поперечных и продольных мод. Эти частоты у типовых газовых и твердотельных лазеров находятся в диапазоне от нескольких десятков МГц до 100 МГц. Связанные с этим колебания мощности именуют «шумами распределения мод».

Для характеристики флуктуаций мощности изготовители лазеров прибегают к разным способам их определения. В целях оценки стабилизации по амплитуде часто указывается изменение мощности лазера примерно в течение часа, после чего лазер функционирует уже, так сказать, в нагретом состоянии. Типовые значения для коммерческих ионных лазеров на инертных газах составляют, например, 2–3 %. В целях стабилизации мощности эта величина при необходимости может быть сокращена более чем в 10 раз — например, на основе схемы обратной связи

«Оптическим шумом» называют флуктуации мощности в частотном диапазоне примерно от 10 Гц до нескольких МГц. У признанно хороших ионных лазеров на инертных газах относительное среднее квадратичное таких флуктуаций составляет менее 1 %. Близкое к этому значение и, следовательно, сравнимую численную величину показывает также максимальная пульсация (англ. ripple).

Стабильность направления

Наряду с флуктуациями интенсивности возможны и флуктуации направления лазерного излучения. Подобные изменения оси пучка, которые можно исследовать с применением квадрантных детекторов, вызываются изменениями положения лазерной трубки в оптическом резонаторе и могут быть уменьшены путем соответствующего усовершенствования имеющейся механической конструкции. Следует подчеркнуть, что колебания направления должны быть значительно меньше расходимости пучка.

Стабильность поляризации

Как известно, существуют лазеры с поляризованным и неполяризованным излучением. Неполяризованные лучи, как и естественный свет, не имеют определенной плоскости поляризации. С помощью пластинок Брюстера либо иных поляризующих элементов в резонаторе можно добиться определенного направления поляризации лазерного излучения. Тогда направление поляризации, ортогональное этому предпочтительному направлению, лишь в малой степени будет присутствовать в пучке. У поляризованных гелий-неоновых лазеров для обеих составляющих поляризации указывается, например, соотношение интенсивностей $< 0{,}01$ %.

Из неполяризованного лазерного излучения даже с помощью поляризатора вряд ли удастся получить стабильный поляризованный пучок. Более того, в этом

случае излучение после поляризатора нередко демонстрирует модуляцию интенсивности с основной частотой резонатора $c/2L$. Помимо прочего здесь отмечаются еще и потери мощности, так что представляется более благоприятным поляризовать излучение посредством соответствующих внутренних элементов.

20.2. Стабильность частоты

При проведении спектроскопических измерений и для прочих применений в области измерительной техники требуются лазеры со стабильной частотой. В принципе, ширина полосы частот Δf одномодового лазера ограничена влиянием спонтанного испускания:

$$\Delta f = \pi h f (\Delta f_P)^2 \mu / P, \tag{20.1}$$

где f есть центральная частота излучения, а P — выходная мощность. Постоянная Планка составляет: $h = 6{,}6 \cdot 10^{-34}$ Дж·с,

$$\Delta f_P = (1 - R)\, c/2\pi L$$

есть ширина полосы пассивного резонатора, состоящего из зеркал с коэффициентом отражения R в оптическом интервале L,

$$\mu = N_2/(N_2 - N_1)_t$$

означает показатель, характеризующий интенсивность спонтанного испускания, причем N_2 есть величина населенности верхнего лазерного уровня, а $(N_2 - N_1)$ — разность величин населенности на пороге генерации лазера (англ. threshold).

Для гелий-неонового лазера с характеристиками:

$\lambda = 632$ нм, $f = 5 \cdot 10^{14}$ Гц, $hf = 3{,}3 \cdot 10^{-19}$ Вт·с, $P = 1$ мВт, $L = 10$ см, $R = 99$ %, $\mu = 1$ полагаем: Δf (He-Ne) $= 5 \cdot 10^{-2}$ Гц.

Впрочем, столь малая ширина линии достижима только при условии чрезмерно высоких затрат. Флуктуации длины лазера L становятся причиной гораздо более значительной нестабильности частоты, о чем подробнее будет говориться ниже.

Для полупроводникового лазера с характеристиками: $\lambda = 0{,}85$ мкм, $f = 3{,}5 \cdot 10^{14}$ Гц, $P = 3$ мВт, $L = nl = 3{,}5 \cdot 300$ мкм, $R = 30$ %, $\mu = 3$ имеем: Δf (GaAs) $= 1{,}5 \cdot 10^6$ Гц.

Проведенные измерения дают результаты в 10–100 раз выше, что можно объяснить модуляцией показателя преломления в активной среде лазера. Такая модуляция возникает в результате флуктуаций плотности электронов при спонтанном испускании.

Точная центральная частота определяется собственной частотой f резонатора, которая зависит от расстояния между зеркалами (длины резонатора) L:

$$f = mc/2L, \quad m = \text{целое число}. \tag{20.2}$$

Дифференцирование этого уравнения показывает, что изменения расстояния между зеркалами приводят к следующим частотным флуктуациям:

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta L}{L}. \tag{20.3}$$

Как правило, частотные флуктуации Δf лазерного излучения, технически обусловленные изменениями расстояния между зеркалами ΔL, бывают существенно больше теоретически возможной ширины линии Δf согласно уравнению (20.1).

Кратковременные (< 1 сек.) изменения частоты Δf вызываются акустическими и механическими помехами в резонаторе, а также колебаниями тока в газовых разрядах. Изменения температуры, напротив, ведут к долговременным флуктуациям (>> 1 сек.). Пассивные меры по стабилизации частоты включают в себя подходящие конструктивные методы — например, применение инвара в качества материала с малым коэффициентом растяжения для фиксации расстояния между зеркалами, достижения устойчивой структуры резонатора, экранирования колебаний и турбулентности воздуха. Дальнейшее повышение точности частоты удается получить за счет активной стабилизации, для чего опять-таки существуют разные способы, как то: зеемановская стабилизация или стабилизация по лэмбовскому провалу.

Лэмбовский провал

Казалось бы, можно ожидать максимальной выходной мощности одномодового лазера, когда частота резонатора стабилизирована на середину линии усиления. Однако — по причине так называемого спектрального выгорания провалов — этого не происходит у лазеров на стекле с линиями доплеровского уширения. Оказывается, у лазеров с доплеровским уширением линий мощность, в зависимости от частоты, обнаруживает небольшой лэмбовский провал как раз в середине линии (рис. 20.1). Этот эффект можно использовать в целях стабилизации частоты на центральную частоту.

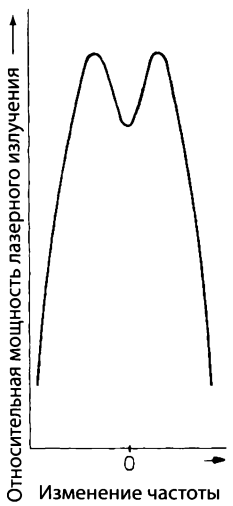


Рис. 20.1. Выходная мощность газового лазера с доплеровским уширением в одномодовом режиме как функция частоты. В середине линии уширения образуется лэмбовский провал»

Лэмбовский провал основан на эффекте Доплера при испускании потока термоподвижных атомов. Если свет излучается в аксиальном z-направлении с частотой f, то излучение исходит от атомов с проекцией скорости υ_z. Но если — при той же частоте — имеет место испускание в — z-направлении, то за такое излучение отве-

чают атомы с проекцией скорости $-\upsilon_z$. Тогда при лазерном излучении с частотой f образуется два «провала» в распределении скорости по рис. 20.2. Выходную мощность обуславливают, следовательно, две группы атомов. В середине линии эти атомы обладают нулевой скоростью. При сдвиге частоты к середине оба провала взаимно перекрываются, образуя так называемый лэмбовский провал в выходной мощности согласно рис. 20.2, поскольку теперь лишь одна группа атомов причастна к излучению, а именно таковая с $\upsilon_z = 0$.

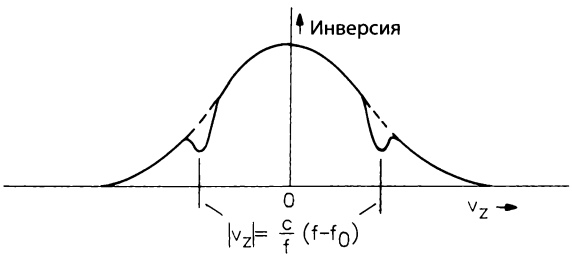


Рис. 20.2. Распределение инвертированных атомов в газовом лазере как функция аксиальной скорости υ_z. «Провалы» образуются в результате вынужденного испускания фотонов частоты лазерного излучения f в направлении оси лазера и противоположном ему. При работе лазера на центральной частоте, то есть при $f=f_0$ или $\upsilon_z = 0$, возникает лэмбовский провал

Активная стабилизация

Лэмбовским провалом середина линии определена более точно, чем на основе максимума профиля усиления. Отклонения от минимума соответствующим образом оцениваются и используются затем для управления резонатором. Это осуществляется, например, путем смещения зеркала с помощью пьезоэлектрических исполнительных элементов.

При выборе способа «обратного лэмбовского провала» в резонатор встраивается газовая ячейка. Линии поглощения газа дают при этом опорную частоту. В середине линии ($\upsilon_z = 0$) присутствует меньше поглощающих атомов, чем по бокам. Таким образом, поглощение при центральной частоте газовой линии демонстрирует минимум, поэтому в мощности лазерного излучения образуется максимум. Отклонения от такого положения дел воспринимаются как сигнал к управлению резонатором.

В лабораторных условиях удавалось добиться стабильности частот $\Delta f/f \approx 10^{-13}$, в то время как коммерческие стабилизированные гелий-неоновые лазеры показывают величины около 10^{-8}. Для гелий-неоновых и ионных лазеров нередко используются поглощающие ячейки, заполненные йодом (I_2). Для линии 3,39 мкм гелий-неонового лазера находит применение CH_4, а для CO_2-лазера — CO_2, OsO_4 или SF_6.

Фазовые флуктуации

Поскольку частота лазерного излучения не абсолютно стабильна, то и фаза не стабильна и может меняться в диапазоне от 0 до 2π. Тем не менее, можно так свя-

зать друг с другом два лазера, что разность их фаз станет практически постоянной, обнаруживая лишь минимальные изменения.

20.3. Дробовой шум, «заглушенные состояния»

Идеальный лазер со стабильной частотой и стабильной амплитудой излучает световую волну, напряженность поля которой в определенном месте описывается через идеальное временное синусоидальное (гармоническое) колебание. Следовательно, амплитуда волны и ее мощность должны быть постоянными. Но поскольку свет может восприниматься и как поток фотонов, то флуктуации интенсивности и мощности все же имеют место. Если во временном интервале T подсчитывается среднее число фотонов N, то среднее статистическое отклонение ΔN выражено через:

$$\Delta N = \sqrt{N} \tag{20.4}$$

$$\Delta N / N = 1/\sqrt{N} \tag{20.5}$$

При большом числе фотонов относительное отклонение невелико, более значительные относительные отклонения появляются при малом числе фотонов.

Если вместо числа фотонов измеряется средняя мощность P — с помощью детектора, имеющего ширину полосы частот B, то выходной сигнал детектора обнаруживает в данной временной области флуктуацию с характерным периодом времени $T = \frac{1}{2}B$, что легко показать на основе фурье-преобразования. Тогда с $N = PT/hf$ получается:

$$\Delta P = \sqrt{2hfPB}. \tag{20.6}$$

Такого рода флуктуации мощности именуются «дробовым шумом», поскольку они возникают в силу квантованного, или «дробленого» характера потока фотонов. Дробовой шум ограничивает точность экспериментов, в ходе которых измеряются небольшие изменения мощности, как бывает, например, при определении следов газов методом измерения поглощения либо при доказательстве незначительных изменений длины на основе интерферометрии.

Дробовой шум можно вычислить также, представив себе световую мощность в виде статистической последовательности коротких импульсов — фотонов. Спектральное разложение, или спектральная дисперсия таких импульсов дает так называемый белый спектр, в котором все частоты представлены с одинаковой амплитудой. Средняя мощность шумов из расчета на межчастотный интервал тогда вновь выражена через уравнение (20.6). Дробовой шум наблюдается, прежде всего, при высоких частотах, в то время как при низких частотах преобладают описанные в п.20.1 шумы от технических источников.

«Заглушенные состояния»

С дробовым шумом мощности световой волны связаны также флуктуации фаз и, соответственно, частот, как это показано на рис. 20.3а. По причине своего

фотонного характера световая волна не может существовать как идеальное синусоидальное колебание.

В последнее годы различными экспериментами было доказано, что дробовой шум света удается снизить с помощью разных нелинейных процессов — например, путем параметрической генерации либо на основе смешения четырех волн. При этом возникают так называемые «заглушенные состояния» (англ. squeezed states), характеризующие световые лучи пониженного шума с:

$$\Delta N < \sqrt{N} \tag{20.7}$$

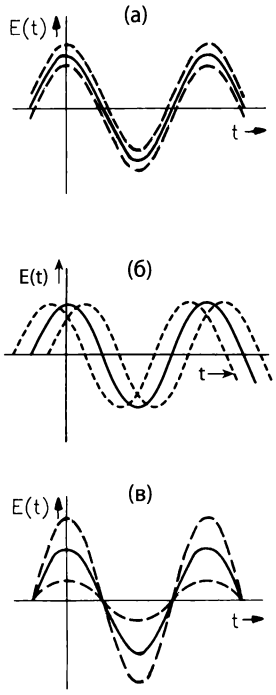


Рис. 20.3. Напряженность электрического поля для трех разных состояний. (**а**) Нормальное когерентное состояние с флуктуациями интенсивности и фазы. (**б**) Заглушенное состояние со стабилизацией амплитуды. (Представленной полной стабилизации по амплитуде до сих получить не удавалось). (**в**) Заглушенные состояния со стабилизацией по фазе. Средняя напряженность поля показана в виде сплошной линии. Пунктирные линии обозначают область флуктуаций

В любом случае здесь необходимо принимать во внимание, что флуктуации фазы *ΔФ возрастают*, как это видно на рис. 20.3б. Могут быть также созданы «заглушенные состояния» с пониженной флуктуацией фазы или частоты, при которых возрастают колебания числа фотонов. Тогда действительно отношение неопределенностей:

$$\Delta N \, \Delta\phi > 1. \tag{20.8}$$

«Заглушенное» лазерное излучение видимого диапазона могло бы успешно использоваться для многочисленных чувствительных способов измерения, а также для улучшения качества оптической передачи информации, учитывая, что флуктуации интенсивности и частоты в этом случае могут быть значительно уменьшены. К сожалению, способы достижения описанных выше состояний еще довольно дороги в реализации, и подавление колебаний амплитуды пока столь ничтожно, что вопрос о широком их применении рассматривать, пожалуй, рано.

20.4. Когерентность

Термин «когерентность», в принципе, означает «связность», «связь» или «зависимость» и описывает, в какой степени напряженность электрического поля в реальном волновом поле со статистически флуктуирующей амплитудой и фазой согласуется с разными точками либо разными моментами времени, приближаясь тем самым к идеальной волне с определенной амплитудой и фазой. Проще говоря, когерентность есть согласованное протекание во времени нескольких колебательных или волновых процессов. Идеальная плоская или сферическая волна считается когерентной. Когерентен и идеальный гауссов пучок, излучаемый лазером.

Обычные источники света, как и реальные лазеры, излучают световые волны, которые лишь в ограниченных пространственно-временных зонах соответствуют идеальным волнам. В этом случае говорят о частичной когерентности. Если эти зоны слишком малы, волна считается некогерентной.

Реальные источники света частично когерентны, причем под «когерентным светом» понимается идеальный вариант полной когерентности, а под «некогерентным светом» — крайний случай исчезающей когерентности. Стабилизированный лазер является в этом смысле (почти) когерентным источником света, а вот белый свет солнца или лампы накаливания — некогерентен. Свет спектральной лампы либо неидеального лазера является частично когерентным. Для количественного описания частичной когерентности вводятся функции когерентности или, соответственно, функции корреляции, которые здесь рассматриваться не будут.

Когерентность света особенно важна, прежде всего, в интерференционных приборах. С когерентным светом можно наблюдать интерференционные эффекты, то есть конструктивные наложения и тушение напряженностей поля, в то время как при некогерентном свете интерференций не бывает, а интенсивности показывают аддитивное наложение. При частично когерентном свете уменьшается контраст интерференционных явлений относительно идеального варианта. Следовательно, когерентность можно рассматривать также как «способность интерферировать».

Временная когерентность

Различают пространственный и временной виды когерентности. В последнем случае напряженности поля в световолновом поле сравниваются, или «коррелируются» в определенном месте, но в разное время. Обычно оказывается, что между напряженностями поля в два разных момента времени существует практически постоянная разность фаз. Но если этот временной интервал превышает определенную максимальную величину (так называемое время когерентности t_c), то данная разность фаз статистически изменяется.

Время когерентности экспериментально можно измерить с помощью интерферометра Майкельсона (рис. 20.4). При этом луч лазера расщепляется светоделителем на две парциальные волны. Последние ретроотражаются зеркалом и вновь объединяются светоделителем, причем между направлениями их распространения устанавливается небольшой угол. Так в области наложения обеих парциальных волн образуется система интерференционных полос.

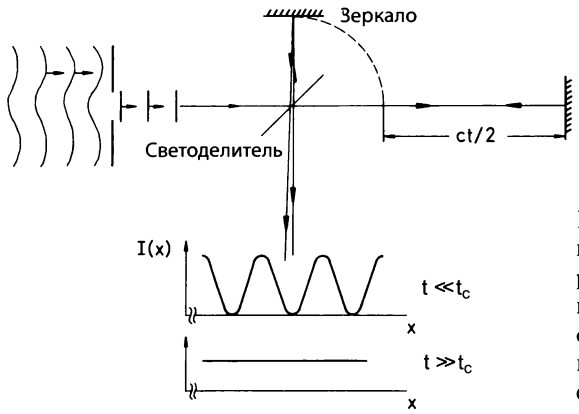


Рис. 20.4. Интерферометр Майкельсона для измерения времени когерентности t_c. Контраст распределения интенсивности $I(x)$ в плоскости наблюдения x зависит от времени запаздывания t обеих парциальных волн, образованных светоделителем

Оба зеркала имеют разную и переменную удаленность от светоделителя, так что парциальные волны запаздывают относительно друг друга в соответствии с разностью времени прохождения t. Это запаздывание может стать настолько большим, что интерференция более не возникает. По уменьшению контраста с изменением расстояния $\Delta L = c \cdot t/2$ можно оценивать длину когерентности l_c и время когерентности t_c.

У традиционных источников света излучение состоит из отдельных спонтанно испускаемых фотонов либо волновых пакетов длительностью τ, что соответствует времени жизни на излучающем энергетическом уровне. От одного волнового пакета к другому фаза флуктуирует статистически, так что получается время когерентности:

$$tc \approx \tau. \tag{20.9}$$

Поскольку длительность волнового пакета и, соответственно, время жизни τ связаны со спектральной шириной Δf согласно п.2.4, то полагаем:

$$tc \approx \Delta f. \tag{20.10}$$

Хотя лазер излучает не статистические волновые пакеты, а волну с почти постоянной амплитудой, можно, тем не менее, использовать уравнение (20.10) для определения времени когерентности. Корректная математическая связь между временем когерентности и шириной полосы частоты вычисляется с помощью теоремы Винера — Хинчина, но зависит от точной формы спектра.

Отрезок пути, который свет проходит за время t_c, называют длиной когерентности:

$$tc = ctc, \tag{20.11}$$

где c обозначает скорость света.

Для белого света, содержащего всю видимую область спектра, получается совсем небольшая длина когерентности — около 1 мкм. С хорошими спектральными лампами достигаются длины до 1 м, хотя и при условии очень низкой интенсивности. Лазеры показывают — в зависимости от стабилизации — длины когерентности от долей миллиметра до многих километров.

Пространственная когерентность

Пространственная когерентность описывает корреляцию напряженностей поля в двух разных точках волнового поля в одно и то же время. Измерение можно про-

изводить на основе эксперимента с двухлучевой интерференцией (рис. 20.5). При этом исследуется состояние волны в двух местах перпендикулярно направлению луча. Полная когерентность дает интерференционные полосы с перекрестной модуляцией до нуля, поскольку обе подлежащие сравнению напряженности поля обладают одинаковой амплитудой. При частичной когерентности контраст системы интерференционных полос уменьшается.

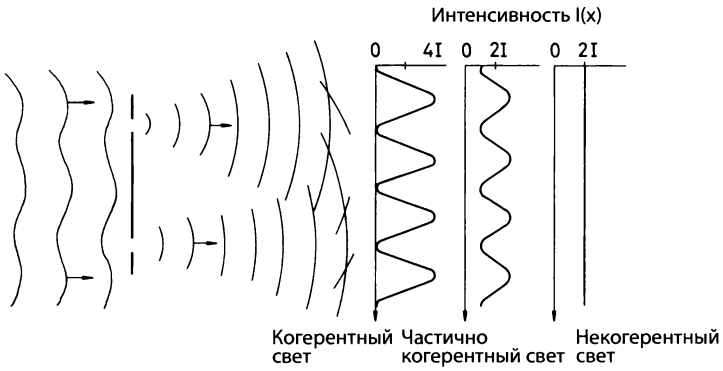


Рис. 20.5. Принцип проведения испытания для измерения пространственной когерентности. В падающем волновом поле посредством диафрагмы с двумя отверстиями определяются две точки. За отверстиями образуются сферические волны, которые интерферируют в плоскости наблюдения. Контраст распределения интенсивности $I(x)$ показывает степень когерентности; $I(x) = 2I$ при некогерентном свете есть величина постоянная и равна сумме отдельных интенсивностей I обеих сферических волн. При когерентном свете имеет место флуктуация $I(x)$ между значениями 0 и 4I

Лазер, генерирующий на одной поперечной моде, например, моде TEM_{00}, обладает (полной) пространственной когерентностью. Поперечный многомодовый лазер менее когерентен, поскольку различные поперечные моды имеют разные частоты и, следовательно, не постоянные по времени разности фаз.

ЗАДАЧИ

20.1. Теоретическая граница ширины линии гелий-неонового лазера составляет примерно $5 \cdot 10^{-2}$ Гц. Какими могут быть изменения расстояния между зеркалами для достижения этой величины?

20.2. Определить для гелий-неонового лазера ширину лэмбовского провала и сравнить ее с шириной линии.

20.3. Лазер на рубиновом стержне для голографии должен иметь длину когерентности 1 м. Какой может быть ширина линии? Каким образом сузить нормальную ширину линии 330 ГГц до этой величины?

20.4. Насколько силен дробовой шум в лазерном импульсе с энергией 1 нДж и длительностью 1 нс у лазера на эксимере ($\lambda = 0{,}2$ мкм)?

ГЛАВА 21

ФОТОДЕТЕКТОРЫ И УСТРОЙСТВА ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГИИ

Одним из важнейших характеристических параметров лазера является его выходная мощность, а у импульсных лазеров — энергия в импульсе. Для измерения этих характеристик используются разные приборы, которые будут рассматриваться ниже.

21.1. Основные понятия из области измерительной техники

При оптических измерениях, как правило, пользуются обычными единицами системы МКС (метр-килограмм-секунда) либо фотометрическими величинами, приведенными далее в таблице 21.1. Лазеры чаще всего не предназначены для целей освещения. Поэтому здесь довольно редко встречаются такие фотометрические понятия из области светотехники, как кандела (свеча), люмен (лм) и люкс (лк). Известно, что при длине волны 555 нм 1 ватт равен 583 люменам. При свете с другой длиной волны для пересчета необходимо учитывать кривую спектральной чувствительности глаза, о чем уже говорилось в главе 1.

Таблица 21.1. Сравнительная таблица радиометрических и фотометрических параметров

Система МКС	Фотометрическая система
Световая энергия E или W (от англ. work) в джоулях = Дж	Световая энергия Q, лм·сек
Мощность излучения P (от англ. power) в ваттах = Вт	Световой поток Φ, люмен (лм)
Энергетическая сила света, Вт/стерадиан	Сила света I в канделах = лм/стер
Энергетическая освещенность, плотность мощности, интенсивность I, Вт/м^2	Освещенность E в люксах = лм/м^2
Освещение, плотность энергии, доза, флюкс, Дж/м^2	Экспозиция H, лк·сек

У лазеров непрерывного режима генерации излучения в целях определения мощности проще всего использовать полупроводниковые диоды, которые на основе внутреннего фотоэффекта создают пропорциональный мощности ток. Недостатком здесь является достаточно сильная зависимость фототока от длины волны. В отличие от этого, в случае тепловых детекторов возможна калибровка, которая практически не зависит от длины волны.

У импульсных лазеров измерение временной характеристики мощности $P(t)$ осуществляется быстродействующими диодами и осциллографами, а в случае очень быстрых импульсов — камерой с щелевой разверткой. Многие измерительные приборы

пригодны только для измерения средней мощности. С помощью таких интегрирующих устройств можно вычислить максимальную импульсную мощность на основе средней мощности, если известны частота следования импульсов и их длительность. Импульсная энергия $W=\int P(t)\,dt$ измеряется только приборами, интегрирующими через импульс. Для определения слабых световых мощностей используются фотоэлектронные умножители или канальные платы (англ. channel plates).

21.2. Тепловые детекторы

Принцип действия тепловых фотодетекторов основан на том, что конструкционный элемент нагревается падающим светом, и при этом измеряется происходящее повышение температуры. Нагревание может осуществляться либо световым импульсом (баллистический режим, лазерный калориметр), либо непрерывным облучением, причем в равновесном состоянии устанавливается постоянное повышение температуры. Измерение температуры выполняют термоэлементы, термочувствительные резисторы (при болометрах), либо это достигается с помощью пироэлектрического эффекта.

Термоэлементы

Принципиальная конструкция работающего с термоэлементом лазерного калориметра для измерения энергии лазерных импульсов представлена на рис. 21.1. Свет падает на измерительный конус (с оптическим противолокационным покрытием), в котором он после нескольких отражений почти полностью поглощается. Опорный конус служит для регистрации влияния фонового излучения. Повышение температуры в измерительном конусе выражено через $\Delta T = E/C$, где E есть энергия лазерного импульса, а C — теплоемкость данного измерительного конуса. С помощью термопары (железо-константан, манганин-константан, висмут-серебро) ΔT преобразуется в измерительное напряжение $\Delta U = \alpha \Delta T$, причем термоэлектродвижущая сила (термоэдс) $\alpha \approx 10^{-5}$ В/К зависит от материала используемых термоэлементов.

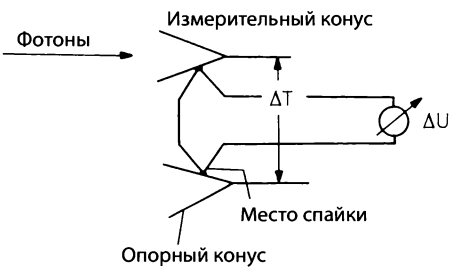


Рис. 21.1. Конструкция калориметра для определения энергии лазерных импульсов

Рис. 21.2 показывает конструкцию термоэлектрической батареи (англ. thermopile) для непрерывно действующего измерителя мощности. В целях достижения более высокой чувствительности используется поглотитель с малой теплоемкостью, и измерение повышения температуры осуществляется на основе последовательного включения определенного числа термоэлементов.

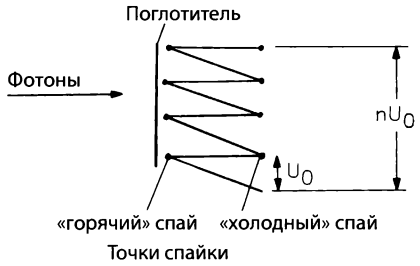


Рис. 21.2. Структура термоэлектрической батареи для определения мощности лазерного излучения. U_0 — температурное напряжение, n — количество термоэлементов

Пироэлектрические детекторы

Пироэлектрические дтекторы (рис. 21.3) состоят из веществ, отличающихся спонтанной электрической поляризацией — например, триглицинсульфата (ТГС) или титаната бария ($BaTiO_3$). Поляризация $P_e(T)$ зависит от температуры. При постоянной температуре поляризация приводит к эффективным поверхностным зарядам $Q = P_e A$ на кристалле (плоскость A). Поверхностные заряды компенсируются подвижными носителями заряда. При изменении температуры изменяются также спонтанная поляризация и эффективный поверхностный заряд, так что первоначальные компенсационные заряды уже не нейтрализованы и утекают через рабочий резистор R. Возникшее напряжение выражено при этом через:

$$U(t) = R\frac{dQ}{dt} = AR\frac{dP_e}{dT}\frac{dT}{dt}$$

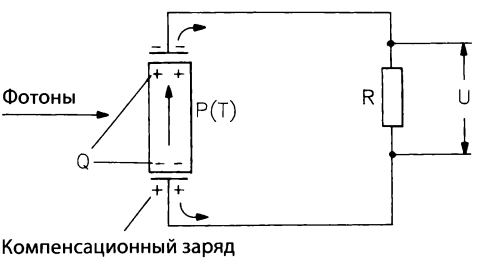


Рис. 21.3. Конструкция пироэлектрического детектора

Таким образом, напряжения появляются только при изменении температуры во времени. Величина dP_e/dT есть постоянная вещества.

Итак, пироэлектрические детекторы используются преимущественно для измерения энергии в импульсе или в качестве измерителей мощности у импульсных лазеров, причем для измерения энергии импульсов прибегают к интегрированию напряжения.

Области применения

Тепловые детекторы обладают тем преимуществом, что их спектральная чувствительность остается неизменной в широких диапазонах. Поэтому они находят применение, в частности, в инфракрасной области спектра, а также для измерения абсолютных величин мощности и энергии излучения.

К их недостаткам можно отнести низкую светочувствительность и малое временное разрешение. В качестве альтернативы здесь могут быть предложены фоторезисторы и фотодиоды.

При сравнении термоэлементов и пироэлектрических детекторов последние обнаруживают более высокую светочувствительность и лучшее временное разрешение, в то время как термоэлементы и термоэлектрические батареи проще и надежнее. Время нарастания у коммерческих термоэлементов и термоэлектрических батарей может достигать 10^{-5} секунд по сравнению с 10^{-9} секундами у пироэлектрических детекторов. Минимальная измеряемая энергия светового импульса составляет в случае коммерческих пироэлектрических детекторов около 10^{-6} Дж.

21.3. Вакуумные фотодетекторы

Вакуумные диоды, фотоэлектронные умножители, электронно-оптические преобразователи и передающие телевизионные камеры с щелевой разверткой основаны на внешнем фотоэффекте. При этом под действием падающего света из катода в вакууме излучаются фотоэлектроны. Число фотоэлектронов на поступающий квант света обозначается как квантовая эффективность ω. Спектральная чувствительность равна $\omega e/hf$, где e означает заряд электрона, а hf — энергию фотона.

Квантовая эффективность и спектральная чувствительность сильно зависят от используемых веществ и длины волны (рис. 21.4). Некоторым материалам для фотокатодов присвоены унифицированные обозначения (S-номер, например: S1 и S20 на рис. 21.4). В других случаях прямо указывается состав используемого соединения (например, GaAs (Cs) с очень плоской кривой спектральной чувствительности). К указанию кривой спектральной чувствительности нередко добавляется и обозначение материала окна, на котором размещен катод. Внешний фотоэффект требует определенной минимальной энергии фотонов (работы выхода) и поэтому проявляется, прежде всего, в ближнем ИК-диапазоне, в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. В связи с этим применение вакуумных фотодетекторов ограничено именно этими зонами.

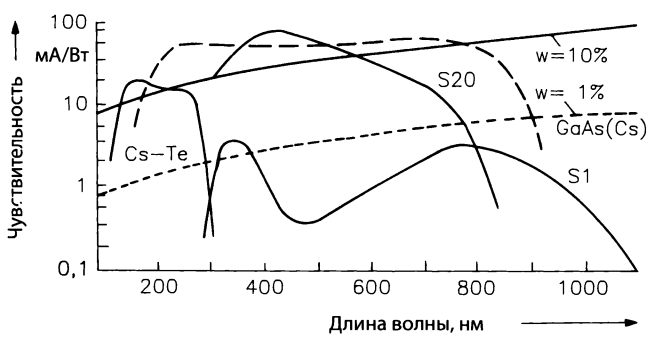


Рис. 21.4. Спектральная чувствительность некоторых фотокатодов, например, для вакуумных фотодиодов и фотоэлектронных умножителей

Вакуумный диод

Самым простым детектором, основанном на внешнем фотоэффекте, является вакуумный диод (рис. 21.5), при котором фотоэлектроны вытягиваются из катода противолежащим анодом. На основе подобных фотодиодов достигается временное разрешение до 100 пс, причем здесь протекают кратковременные фототоки до нескольких ампер.

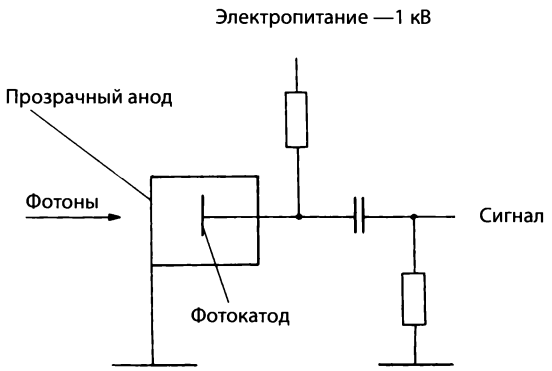


Рис. 21.5. Схема вакуумного фотодиода

Фотоэлектронный умножитель

Значительно более высокая чувствительность, чем с фотодиодами, достигается с помощью (вторичных) фотоэлектронных умножителей (ВЭУ); см. рис. 21.6. Здесь выходящие из фотокатода электроны ускоряются и направляются на первый динод, откуда выходит определенное число вторичных электронов. Такой процесс усиления повторяется целым рядом динодов. В результате достигаются 10^8-кратные коэффициенты усиления. Усиление протекает очень быстро, благодаря чему удается получить время нарастания в наносекундном диапазоне. Столь благоприятным сочетанием высокого усиления, большой ширины полосы и низкого шума не может похвастать никакая другая детекторная система.

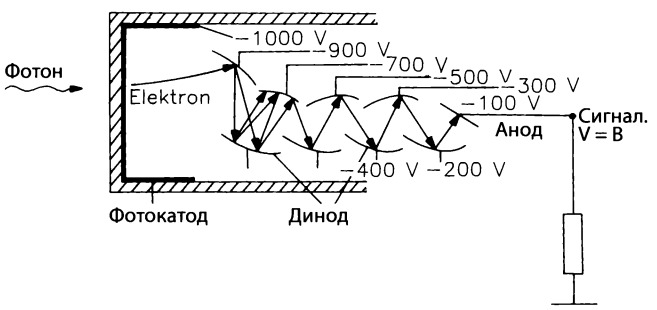


Рис. 21.6. Конструктивное исполнение фотоэлектронного умножителя

Канальная плата (channel plate)

Для умножения вторичных электронов используются и канальные трубки. Речь идет о стеклянной трубке (например, с внутренним диаметром 2 мм и длиной 50 мм), внутренняя стенка которой покрыта слабо проводящим материалом, обладающим, кроме прочего, высоким коэффициентом вторичной эмиссии. Между концами проводящего покрытия вдоль стеклянной трубки подается напряжение. Падающий электрон сначала ускоряется посредством поля и наконец сталкивается со стенкой, где он испускает вторичные электроны, которые, тоже ускоряясь, излучают следующие вторичные электроны, что и создает эффект умножения, как в случае умножителя с множеством отдельных динодов. Несколько микроканальных трубок (с внутренним диаметром от 10 до 30 мкм) могут быть скомпонованы в так называемую канальную плату, позволяющую усиливать пространственные распределения плотности потока электронов, в результате чего создается новый способ отображения входной стороны на выходной стороне.

Электронно-оптический преобразователь (ЭОП)

Электронно-оптические преобразователи служат для преобразования изображений (распределений интенсивности) в одной области спектра (например, в инфракрасной) в изображения другой области спектра (например, видимой). Такие преобразователи состоят из фотокатода, на котором отображается подлежащее преобразованию распределение интенсивности. Число излученных фотоэлектронов пропорционально интенсивности света в соответствующем месте. Под действием электронно-оптической линзы (конусообразный анод на рис. 21.7) электроны ускоряются в направлении люминесцентного экрана и снова испускают там фотоны, пространственное распределение которых соответствует первоначальному изображению. С преобразованием изображения может сочетаться усиление его яркости, то есть яркость изображения на люминесцентном экране будет превышать поступающую интенсивность. В лазерной технике электронно-оптические преобразователи находят применение, например, в тепловизорах для юстировки хода инфракрасных лучей в диапазоне длин волн до 1500 нм.

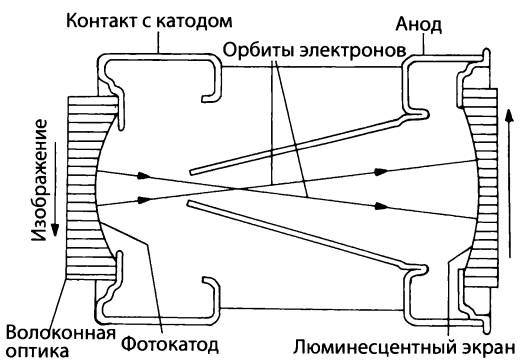


Рис. 21.7. Принцип действия электронно-оптического преобразователя

Камера с щелевой разверткой

Камеры с щелевой разверткой представляют собой устройства, близкие к осциллографам, и предназначены для отображения временной характеристики коротких световых импульсов (временное разрешение < 500 фс). В передающей телевизионной камере с щелевой разверткой электроны, выпущенные световым импульсом на фотокатоде, отображаются на люминесцентном экране, иногда — через канальную плату для умножения электронов. Фотокатод освещается через щель, так что на люминесцентном экране возникает изображении щели. Образующийся на фотокатоде поток электронов, а с ним и изображение щели, под действием временно нарастающего напряжения с помощью отклоняющих пластин развертывается перпендикулярно направлению щели. Поэтому пространственное распределение интенсивности формирующегося следа щели на люминесцентном экране соответствует временному распределению интенсивности. Так как фотодетектор и индикаторная система встроены в одну трубку, здесь получается более высокое временное разрешение, чем при комбинации фотодетектора и осциллоскопа. Щель может освещаться не только с пространственно постоянной интенсивностью в направлении щели (одноканальный режим), но и с распределением интенсивности, которое пространственно варьируется в одной размерности (например, в одном спектре). Таким образом, с помощью камеры с щелевой разверткой удается отображать временное разложение одномерного поля интенсивности (многоканальный режим).

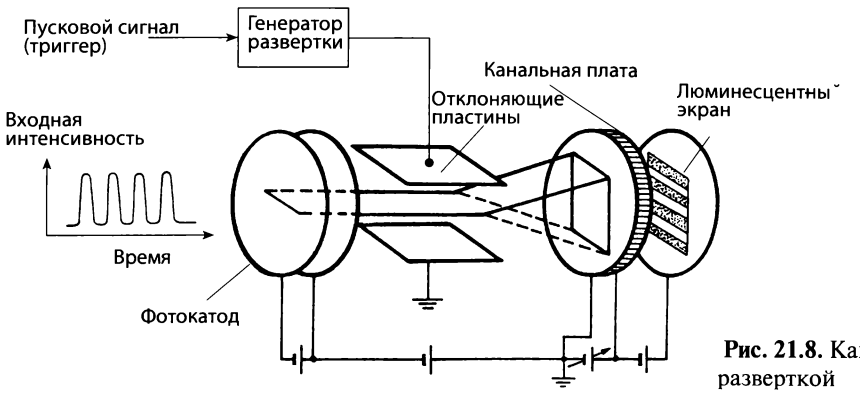


Рис. 21.8. Камера с щелевой разверткой

21.4. Полупроводниковые детекторы

В случае полупроводников обычно используют внутренний фотоэффект для измерения света. При этом под «внутренним фотоэффектом» понимается появление подвижных носителей заряда в веществе под действием видимого излучения. Посредством фотона электрон может подниматься из валентной зоны в зону проводимости, благодаря чему образуются подвижный электрон и также подвижная положительно заряженная дырка.

Фоторезистор

В равномерно легированном полупроводниковом соединении в результате поглощения света возникают подвижные носители заряда. При этом понижается сопротивление, что и используется для измерения света. Разная ширина запрещенных зон и, соответственно, разная энергия примесей определяют спектральную чувствительность, например: CdS (длина волны максимальной чувствительности 0,5 мкм), PbS (2,5 мкм), InSb (6 мкм), Ge: Cu (20 мкм). Фоторезисторы используются преимущественно для измерения инфракрасного света. При этом обязательным условием нередко является охлаждение, в противном случае носители заряда могут возникать и в результате теплового воздействия. Временное разрешение фоторезисторов часто не столь велико, и все же в случае правильно рассчитанной конструкции оно может составлять до 10^{-10} сек.

Фотодиод

Для видимой и инфракрасной областей спектра находят применение Si- и Ge-фотодиоды (рис. 21.9). Они состоят из p — n-перехода, действующего в направлении запирания (рис. 21.10). В результате поглощения света в запирающем слое образуются электроны и дырки, проявляющиеся в виде тока. В отличие от однородного фоторезистора, здесь темновой ток очень мал. Если толщина запирающего слоя меньше глубины проникновения света, то между p- и n-зонами вводится еще нелегированная (внутренняя) зона. Например, в кремнии используют внутреннюю зону толщиной около 700 мкм, чтобы свет мог проявляться еще при 1,1 мкм. Верхняя граница длины волны определяется межзонным интервалом полупроводникового материала. Квантовая энергия тогда становится слишком мала для обеспечения перехода в зону проводимости.

Фотодиодные матрицы состоят из серии диодов с типовым размером элемента изображения, например, 25 мкм x 2500 мкм. Отдельные элементы при этом считываются последовательно друг за другом. Такие матрицы используются в спектроскопии, причем щель спектрометра примерно равна размеру элемента изображения.

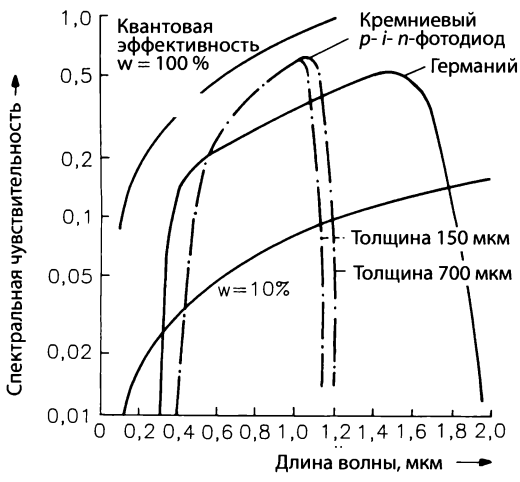


Рис. 21.9. Спектральная чувствительность кремниевого и германиевого фотодиодов

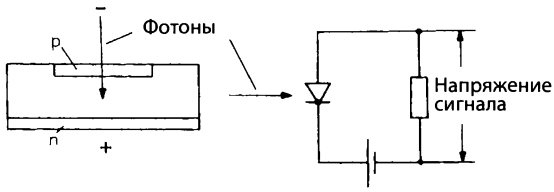


Рис. 21.10. Конструкция и схема фотодиода *p - i- n*-структуры

ПЗС-камера

Прибор с зарядовой связью (англ. charge-coupled device = CCD) представляет собой микроэлектронную систему, используемую в качестве детектора с двухмерным пространственным расплыванием и состоящую из нескольких плотно прилегающих другу к другу диодов МОП-структуры (структура металл — окисел — полупроводник, англ. metal-oxide-semiconductor = MOS). рис. 21.11 демонстрирует принцип действия отдельного светочувствительного МОП-диода, причем полупроводник и оксид обычно состоят из Si и SiO_2. Когда на металлический электрод подается отрицательное напряжение, основные носители заряда — в поле легированного донорной примесью кремния это будут электроны — дрейфуют в сторону от границы раздела между полупроводником и оксидом. На носителях заряда (электронах) возникает обедненная зона, глубина которой может быть уменьшена за счет фотонов, инициирующих внутренний фотоэффект. При этом образуются электроны и положительные дырки. Под действием приложенного напряжения электроны уходят, а положительно заряженные дырки остаются на границе раздела. Вся оптическая информация при этом накапливается в виде электрического заряда.

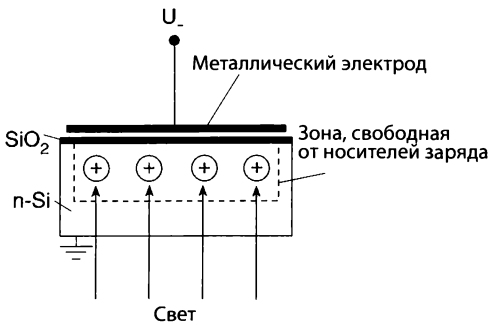


Рис. 21.11. Структура отдельного МОП-фотодиода из легированного донорными примесями кремния. В результате внутреннего фотоэффекта на границе раздела между полупроводником и оксидом образуются положительные заряды

В ПЗС-матрице диоды располагаются по линейному принципу. Чаще всего они находят применение в сканерах и факс-аппаратах. Для считывания оптической информации с обеих сторон матрицы иногда предусматривают по одному сдвиговому регистру для четных и нечетных пикселей (рис. 21.12). После пускового сигнала сохраненный в каждом диоде заряд одновременно передается в регистр сдвига. Эти

заряды затем последовательно перемещаются к выходу, где они преобразуются в напряжение, представляющее собой видеосигнал.

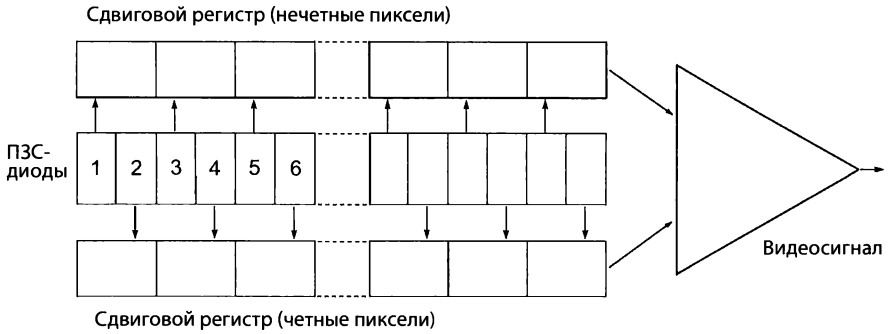


Рис. 21.12. Структура ПЗС-матрицы (по данным инженерно-конструкторского бюро Штрезинг, Берлин)

В цифровых и видеокамерах ПЗС-диоды компонуются на чипе по двухмерному принципу. На основе сдвиговых регистров многие сенсоры имеют коэффициент заполнения порядка 10 %, то есть 90 % площади не чувствительны к свету. Но существуют и сенсоры, вообще не имеющие не чувствительных к свету зон, — с коэффициентом заполнения почти 100 %. Но тогда считывание заряда отдельных диодов осуществляется не параллельно, а последовательно, по типу фотодиодных матриц. Поэтому в случае непрерывных сигналов приходится предусматривать механический затвор, а при импульсах — элемент точного включения процесса считывания.

Типовые размеры диода с МОП-структурой составляют 10 мкм x 10 мкм, проводник имеет толщину в несколько десятых миллиметра, а оксидный слой — около 0,1 мкм. Самый распространенный формат чипа 2048 x 2048 пикселей обладает размерами в сантиметровом диапазоне и может быть легко встроен в видеокамеру. При одномерном применении, например, для оптического спектрометра (optical multichannel analyzer) пиксели могут иметь электронную связь в одном направлении. Спектральная область задается межзонным интервалом полупроводника (Si) и прозрачностью материала слоев, составляя от 200 нм (и ниже) до 1100 нм. В максимуме чувствительности (600–800 нм) квантовая эффективность достигает 50 %, чувствительность обнаружения составляет около 4 фДж/см^2, предел насыщения — примерно 250 пДж/см^2. Это соответствует динамическому диапазону порядка 16 битов. Отношение сигнал/шум составляет 900:1. Так как темновой ток нарастает экспоненциально с температурой, путем охлаждения (элемент Пельтье либо жидкий азот) удается добиться определенного улучшения.

Наряду с описанными конструкциями на ПЗС существует и множество других вариантов. Например, можно использовать легированную акцепторной примесью кремниевую подложку (n-channel CCD), причем тогда управляющие напряжения на электродах будут положительными. В этом случае оптическая информация сохраняется и передается в виде электронов, что дает преимущество более высокой скорости. При другой конструкции со специальным профилем распределения легирующей примеси (buried-channel CCD) носители заряда накапливаются не

непосредственно на границе раздела, а в среде ниже этой границы. В результате происходит снижение концентрации возможных рекомбинационных центров для накопленных носителей заряда. В целях повышения чувствительности сенсоры на ПЗС могут быть соединены с канальной платой.

Формирователь видеосигнала с КМОП-структурой

ПЗС-элементы при считывании передают свою видеоинформацию последовательно от пикселя к пикселю (рис. 21.13). Это требует наличия внешних генераторов синхронизирующих импульсов, для которых необходимы соответствующая мощность и определенная площадь печатных плат. В отличие от них, в случае преобразователей свет — сигнал с КМОП-структурой информация считывается так же, как при запоминающем устройстве. Этим обеспечивается более простая системная интеграция и меньшая требуемая мощность. В КМОП (комплементарная МОП-структура, англ. complementary metal-oxide-semiconductor = CMOS) возможно изготовление комплектных камер на одном чипе. Обработка изображений при КМОП отличается большей гибкостью, поскольку здесь могут считываться любые области изображений.

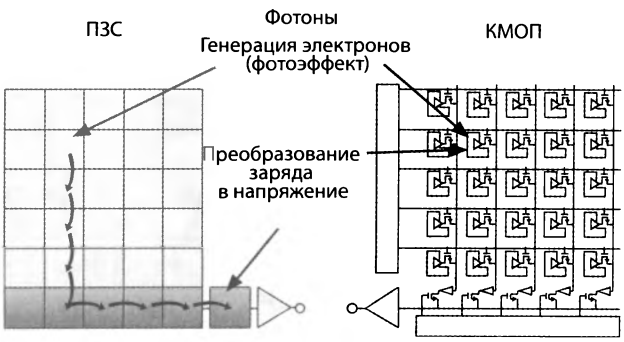


Рис. 21.13. При ПЗС генерированный фотонами заряд перемещается от пикселя к пикселю и только на выходе преобразуется в напряжение. При КМОП напряжение возникает на каждом пикселе. Любой элемент изображения может считываться отдельно

21.5. Измерение сверхкоротких световых импульсов с помощью автокоррелятора

Сверхкороткие световые импульсы в диапазоне нескольких фемтосекунд (10^{-15} сек.) столь малы, что их уже невозможно измерить с помощью диода или камеры с щелевой разверткой. Чтобы, тем не менее, получать информацию о временной характеристике таких импульсов, один импульс может сканироваться вторым, идентичным импульсом: происходит процесс, именуемый «автокорреляцией». Принцип действия автокоррелятора показан на рис. 21.14. Подлежащий измерению лазерный импульс разделяется светоделителем на два импульса. На определенной

линии задержки один импульс сдвигается по времени относительно другого импульса. Оба луча накладываются тогда в нелинейной среде (например, в кристалле SHG = генерация второй гармоники). Если оба импульса перекрываются во времени, в кристалле генерируется суммарная частота. Интенсивность сигнала такой суммарной частоты есть функция запаздывания между этими двумя импульсами (функция автокорреляции) и может индицироваться посредством «медленного» фотодиода.

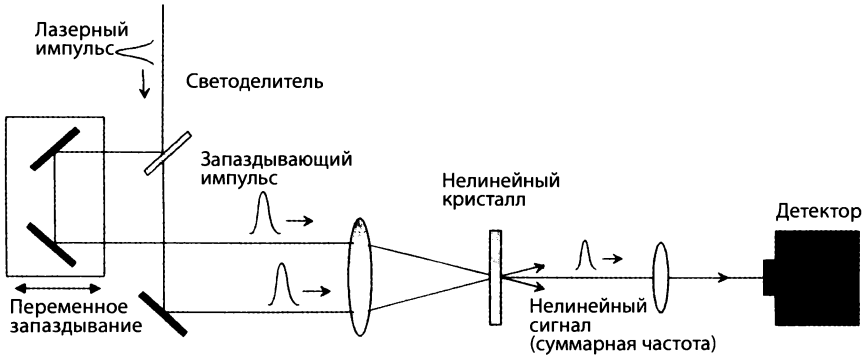


Рис. 21.14. Конструктивное исполнение автокоррелятора для измерения сверхкоротких лазерных импульсов. При перекрытии запаздывающего и незапаздывающего импульсов в нелинейном кристалле формируется сигнал удвоенной частоты

Следует, однако, отметить, что на основе функции автокорреляции нельзя получить информацию о спектральных распределениях внутри импульса, а также об асимметриях в формах импульсов. Поэтому для получения полной характеристики приходится определять как интенсивность, так и фазу лазерного импульса.

ЗАДАЧИ

21.1. Допустим, на термобатарее с 20 местами спайки лазер вызывает повышение температуры = 1,5 °C. Какое напряжение при этом индицируется (термоэдс $\approx 10^{-5}$ В/К)?

21.2. Для измерения высоких мощностей лазерного излучения лучи поглощаются в полом пространстве, охлаждаемом водой (удельная теплоемкость $c = 4{,}2 \cdot 10^3$ Дж/кг К, расход = 1 л/мин). Какова разность температур втекающей и вытекающей воды при мощности 1 кВт?

21.3. Какие полупроводниковые детекторы используются для CO_2-лазеров? Можно ли здесь применять Ge- или Si-диоды?

21.4. Мощность гелий-неонового лазера измеряется люксметром (площадь 0,5 м^2) с результатом 1000 лк. Какова мощность лазерного излучения в ваттах?

ГЛАВА 22

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ И ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ

Самыми популярными устройствами для спектрального разложения света считаются призменные и дифракционные спектрометры, а также интерферометр Фабри — Перо. Еще одним способом прямого измерения частоты является оптическое гетеродинирование (англ. optical heterodyning). Для характеристики различных спектральных приборов используются такие показатели, как линейная дисперсия и спектральное разрешение. Линейная дисперсия (с единицей измерения, например, нм/мм) показывает, насколько две спектральных линии с определенным интервалом $\Delta\lambda$ пространственно удалены друг от друга. Спектральное разрешение $\lambda/\Delta\lambda$ указывает расстояние между двумя, пока еще разделимыми, длинами волн λ и $\lambda + \Delta\lambda$.

22.1. Призменный спектрометр

В случае призмы зависимость показателя преломления от длины световой волны, так называемая дисперсия, используется в целях спектрального разложения света (см. здесь рис. 18.5). Световой пучок, падающий на призму в спектрометре, может иметь — в зависимости от длины волны — разное по силе отклонение. Поскольку показатель преломления понижается с увеличением длины волны, то синий свет имеет большее преломление, чем красный.

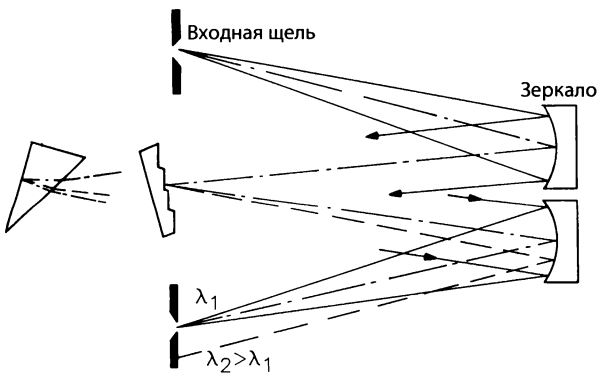


Рис. 22.1. Принцип действия призменного и дифракционного спектрометров

В призменном спектрометре узкая щель освещается подлежащим измерению светом (рис. 22.1). Эта щель находится обычно в фокусе линзы или вогнутого зеркала, так что на призму падает почти параллельный световой пучок. После зависимого от длины волны преломления этот пучок фокусируется второй такой же линзой или

вогнутым зеркалом. При этом для каждой длины волны получается иное изображение щели. Эти изображения представляют собой спектральные линии, из которых и формируется спектр. Согласно рис. 22.1 поверхность призмы может быть снабжена отражающим покрытием, так что свет через нее проходит дважды.

Призменные спектрометры относительно просты в исполнении, но дают довольно низкое спектральное разрешение $\lambda/\Delta\lambda$ = от 10^4 до 10^5. Их разрешающая способность ограничена дифракцией. В силу конечного размера призмы падающий световой пучок отсекается сбоку, то есть призма действует по принципу щели. Это означает, что даже при параллельном, монохроматическом световом пучке дифракция вызывает его дивергенцию, чем и определяется спектральное разрешение. Это зависит от высвеченной базовой длины t призмы и дисперсии $dn/d\lambda$:

$$\lambda/\Delta\lambda = t\, dn/d\lambda. \qquad (22.1)$$

Для тяжелого флинта имеем: $dn/d\lambda = 1730$ см$^{-1}$, для легкого флинта = 960 см$^{-1}$ и для тяжелого кронгласа = 530 см$^{-1}$. При этом получаем, согласно таблице 22.1, при базе $t = 10$ см разрешающую способность $\lambda/\Delta\lambda = 17300$. Дальнейшее повышение разрешающей способности представляется весьма затруднительным, ибо здесь невозможно создавать призмы любого размера. Дисперсия призменных спектрографов зависит от эпюры показателя преломления и, следовательно, не является простой функцией длины волны, поэтому в данном случае требуется калибровка с эталоном длины волны. Более высокое разрешение достигается с помощью дифракционного спектрометра.

22.2. Дифракционный спектрометр

У дифракционного спектрометра призма заменяется дифракционной решеткой, причем принципиальная конструкция практически не меняется (см. рис. 22.1). В случае постоянной длины волны λ образуются разные порядки дифракции. При нормальном падении света на решетку угол дифракции Ф выражен через:

$$\sin\phi = m\lambda/d \ (m = \pm 0, 1, 2, 3,...), \qquad (22.2)$$

где d есть шаг (постоянная) решетки. Типовые значения для d = от 1 до 2 мкм. Красный свет дифрагируется решеткой сильнее, чем синий.

Таблица 22.1. Разрешающая способность различных спектрометров при длине волны около 500 нм

Спектрометр	Порядок дифракции m	Число N интерф. лучей	Разрешение $\lambda/\Delta\lambda$
Призма, $dn/d\lambda$ = 1730 см$^{-1}$, база t = 10 см			17 300
Дифракц. решетка, 16,5 см, 600 линий/мм	3	100 000	300 000
Интерферометр Фабри – Перо,			
R = 95 %, толщина 1 см	40 000	60	2 400 000
R = 95 %, толщина 10 см	400 000	60	24 000 000

Определенность дифракционных максимумов увеличивается с числом N освещенных штрихов решетки, поэтому для разрешающей способности полагаем:

$$\lambda/\Delta\lambda = Nm. \qquad (22.3)$$

Таким образом, разрешающая способность повышается с увеличением порядка дифракции m и числа освещенных штрихов дифракционной решетки. У хорошей решетки обычно $N \approx 10^5$ линий. Порядок дифракции для небольших шагов решетки примерно ограничивается уровнем $m = 3$. При этом получают разрешающую способность около 300 000 (см. таблицу 22.1). Типовые значения для $\lambda/\Delta\lambda$ дифракционных спектрометров находятся в диапазоне от 10^5 до 10^6.

При знании шагов решетки возможно абсолютное определение длин волн. Упрощение технологии создания дифракционной решетки посредством реплики штриховых решеток либо на основе техники фотографического травления (голографические решетки) способствует росту популярности дифракционных спектрометров.

Отражательные решетки

Проходные решетки, состоящие из перемежающихся светлых и темных ступеней, отличаются относительно небольшой дифракционной эффективностью для 1-го порядка — около 10 %. Более высокие интенсивности получают в случае фазовых решеток, состоящих из полос с разным показателем преломления. Часто находят применение и отражательные решетки, представляющие собой штриховую металлическую поверхность. Дифракционная эффективность способна достигать почти 100 %, если выбирается форма штрихов согласно рис. 18.6. У блестящих (профилированных) дифракционных решеток или решеток типа «эшелетт» оптимальная дифракционная эффективность имеет место, если в отношении порядка дифракции в значительной степени выполняется закон отражения. При схеме Литтрова падающие лучи перпендикулярны штриховой поверхности. Высота штрихов в направлении падения для максимального отражения должна быть целочисленным кратным полуволны ($\lambda/2$). В частности, в вакуумном УФ-диапазоне находят применение дифракционные решетки Роуланда. Они состоят из штрихов, нанесенных на вогнутое зеркало. Параллельно падающие лучи сводятся в фокусе, что делает излишней дополнительную оптику, формирующую изображение.

В настоящее время чаще всего используются голографические решетки. Лазерный пучок расходится и расщепляется на две парциальные волны, совмещающиеся под соответствующим углом. При этом возникают параллельные интерференционные полосы, которыми освещается фоточувствительный слой, например, фоторезист. Путем проявления и травления на носителе (например, стекле) получают штрихи подходящей формы.

22.3. Двухлучевой интерферометр

У интерферометров подлежащий измерению луч расщепляется на две парциальных волны, геометрически сдвинутых относительно друг друга и затем вновь

совмещенных методом наложения. При переменном запаздывании возникают максимумы интенсивности для разностей хода, кратных длине волны. Появление максимума интенсивности зависит от длины волны, поэтому здесь возможны разделение и измерение длин волн. Существуют разные способы создания двухлучевых интерферометров, но наиболее широко распространен интерферометр Майкельсона, показанный на рис. 22.2.

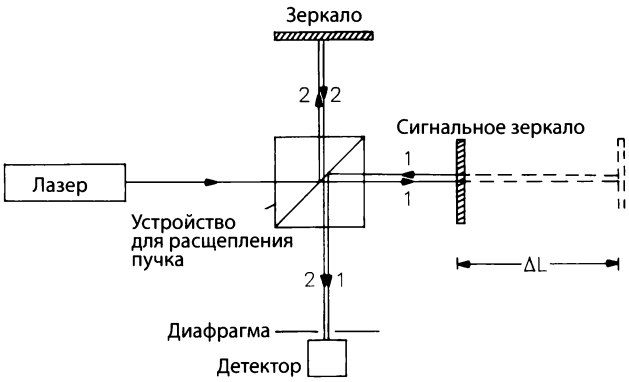


Рис. 22.2. Интерферометр Майкельсона для измерения длины

Лазерные интерферометры по принципу Майкельсона используются, кроме прочего, для высокоточного измерения длины. Волна лазерного излучения (рис. 22.2) попадает на устройство для расщепления пучка, разделяясь на две волны равной интенсивности: проходящую волну 1 и направленную перпендикулярно к ней волну 2. При этом волна 2 отражается плоским опорным зеркалом, а волна 1 подлежит ретроотражению через сигнальное зеркало. От устройства расщепления пучка часть отраженных волн отклоняется диафрагмой на фотодетектор. Поскольку оба волновых фронта 1 и 2 при наложении располагаются не абсолютно параллельно, то в плоскости диафрагмы в результате интерференции образуется полосковая система. Когда сигнальное зеркало сдвигается вдоль измеряемого объекта с длиной ΔL, полосковая система перемещается через узкую диафрагму, причем фотодетектор регистрирует модуляцию интенсивности. При этом возникают максимумы интенсивности, если сигнальное зеркало сдвинулось на полуволну дальше. Так удается измерить длину ΔL путем подсчета максимумов интенсивности m:

$$\Delta L = m\frac{\lambda}{2}. \tag{22.4}$$

Длины до нескольких десятков метров могут — из-за большой длины когерентности света лазера — измеряться до долей длины волны. Так как интерференции появляются только при сдвигах ΔL в пределах длины когерентности, интерферометр используется также для измерения этой величины, как это было показано в п.20.4.

Если ΔL измеряется другим способом и выбирается относящееся сюда значение числа m для максимумов, то длину волны можно определить по уравнению (22.4).

22.4. Интерферометр Фабри — Перо

Интерферометр Фабри — Перо состоит из двух параллельных, снабженных полупрозрачным зеркальным покрытием пластинок с интервалом d от нескольких миллиметров до сантиметра. Падающая световая волна многократно проходит между пластинками в прямом и обратном направлениях, так что проходящий луч состоит из множества парциальных волн. Если разность хода Δ есть кратное длины волны λ, то наступает максимум пропускания:

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} = 2nd\cos\beta = k\lambda. \qquad (22.5)$$

При этом α означает угол падения, измеренный за пределами интерферометра, а β есть соответствующий угол между зеркалами. Показатель преломления среды между зеркалами выражен через n.

При постоянном расстоянии между пластинками видимое излучение с разной длиной волны пропускается под разными установочными углами. Интерферометр Фабри — Перо соответствует тогда описанному в п.18.5 эталону Фабри — Перо. Для записи спектрограммы эталон освещается слаборасходящимся светом. Дивергенция может устанавливаться в схеме по рис. 22.3 посредством системы линз L1, L2. Кроме того, с помощью L1, L2 достигается и расхождение пучка. Разные углы падения в фокальной плоскости (= плоскости пленки) линзы L3 соответствуют кольцам различных диаметров, поэтому длине падающей волны также соответствует определенное кольцо (рис. 22.4), по диаметру которого можно установить длину волны. Для повышения спектрального разрешения используемые пластинки снабжаются покрытием с высоким коэффициентом отражения (см. п.18.5). Поскольку диэлектрические зеркала функционируют только в ограниченном волновом диапазоне, то интерферометры Фабри — Перо тоже могут использоваться лишь в этом диапазоне.

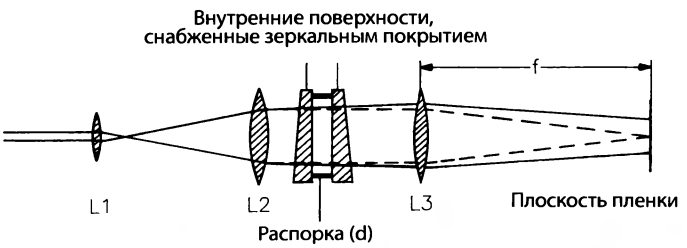


Рис. 22.3. Интерферометр Фабри — Перо. Лучи, показанные пунктирными и сплошными линиями, относятся к кольцам разного порядка k

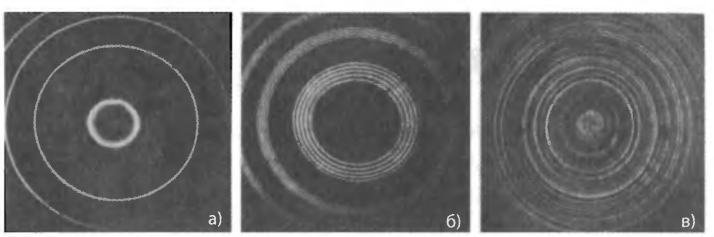


Рис. 22.4. Кольца за интерферометром Фабри — Перо при освещении светом *лазера*. **(а)** 1 мода, **(б)** 4 моды, **(в)** диапазон частот лазерного излучения больше области дисперсии $c/2d = 1{,}6$ ГГц

Интерферометры Фабри — Перо работают также с переменным оптическим интервалом между пластинками. Спектр падающего света формируется тогда из проходящей интенсивности I_d как функция изменения этого интервала Δd (рис. 22.5). Если расстояние между пластинками как раз составляет целочисленное кратное полуволны, то проходит достаточно высокая интенсивность I_d. Для другой длины волны максимум интенсивности наступает при другом интервале. На основе разности интервалов между пластинками можно вычислить разность длин волн.

Интерферометр Фабри — Перо может действовать с высоким спектральным разрешением $\lambda/\Delta\lambda$ до 10^8 (см. таблицу 22.1). Недостатком здесь можно считать малый полезный диапазон длин волн $\Delta\lambda_D$ (область дисперсии), составляющий всего 10^2... 10^3 $\Delta\lambda$. Расчет разрешающей способности и области дисперсии уже был показан в п.18.5. Для спектрального анализа лазерного излучения используются конфокальные интерферометры Фабри — Перо с периодическим пьезоэлектрическим перемещением зеркал, которые в сочетании с фотоэлектрическим измерением проходящего света позволяют осциллографическое представление спектра (рис. 22.5).

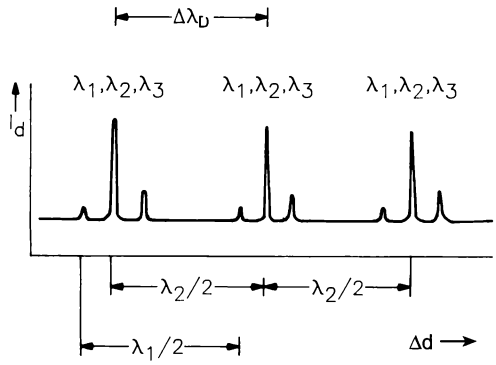


Рис. 22.5. Интерферометр Фабри — Перо с изменением длины. I_d — проходящая в центре интенсивность; λ_1, λ_2, λ_3 — длины волн, проходящие при разных длинах Δd; $\Delta\lambda_D$ — диапазон длин волн области дисперсии

Интерференционные фильтры

Эталоны Фабри — Перо малой толщины используются в качестве интерференционных фильтров, пропускающих только узкие области спектра около 10 нм. Эти фильтры состоят из тонкого плоскопараллельного слоя толщиной d = около 1 мкм. Такой слой с обеих сторон снабжен зеркальным покрытием с высокой отражающей способностью. Благодаря многолучевой интерференции пропускаются только длины волн $m\lambda = 2nd$ ($m = 1, 2, 3,...$), причем n есть показатель преломления слоя. Для поглощения нежелательных порядков интерференционные фильтры комбинируются с цветными фильтрами.

22.5. Техника оптического гетеродинирования

При оптическом гетеродинировании на анализируемую световую волну с частотой f_1 накладывается вторая стабильная волна с частотой f_2, после чего с помощью фотодетектора определяется общая интенсивность (рис. 22.6). Измеренная интенсивность содержит звено биений, модулированное разностной частотой $(f_1 - f_2)$ обеих световых волн, анализ которой возможен с помощью электронных средств (рис. 22.6). Если известна частота f_1, легко определяется и частота f_2.

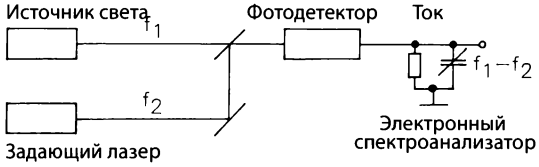


Рис. 22.6. Принцип оптического гетеродинирования при измерении разностной частоты

Разрешающая способность при способе оптического гетеродинирования превышает 10^{10}. При этом удается определить разностные частоты ниже 1 Гц. Это означает, что спектральная ширина используемых лазеров была менее 1 Гц, что соответствует времени когерентности 1 сек и длине когерентности 300 000 км. Техника оптического гетеродинирования находит применение, в частности, при лазерных доплеровских измерениях скорости (см. также п.23.7).

По принципу оптического гетеродинирования могут измеряться изменения длины до 10^{-15} м. Изменение длины должно быть при этом преобразовано в движение лазерного зеркала и приводит затем к сдвигу частоты видимого излучения. После наложения стабильной опорной частоты это определяется как разностная частота.

ЗАДАЧИ

22.1. Призма с базовой длиной $t = 3$ см изготовлена из флинта со следующими показателями преломления: $n_{F'} = 1{,}8297$ при $\lambda = 480{,}0$ нм и $n_e = 1{,}8126$ при $\lambda = 546{,}1$ нм. Вычислить разрешающую способность.

22.2. Дифракционная решетка спектрометра обладает шагом 1,5 мкм и шириной 3 см. Какова здесь разрешающая способность?

22.3. Какой должна быть разрешающая способность и какова область дисперсии Δf_D и $\Delta\lambda_D$ интерферометра Фабри — Перо, который имеет расстояние между пластинками 5 см и для $\lambda = 500$ нм снабжен зеркальным покрытием с $R = 98$ %?

ГЛАВА 23

ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ЛАЗЕРОВ

Предполагаемое использование лазеров с высокой энергией излучения в «звездных войнах» и прочих милитаристских проектах частично способствовало созданию в некотором роде негативного представления о лазерной технике в целом. Но, наряду со сферой лазерного вооружения, существуют и вполне мирные области применения лазеров, в том числе в целях оформления разнообразных представлений, шоу и т. п. Можно упомянуть также обеспечиваемую лазерами возможность измерения перемещения континентов с точностью до сантиметров и определения расстояния от Земли до Луны. Полупроводниковые лазеры и лазеры на стекле внесли неоценимый вклад в дело развития и усовершенствования существующих средств связи, а лазерные лучи высокой мощности успешно применяются при обработке материалов и в хирургии. Голография со светом лазера открывает новые перспективы в области распознавания образов, а также трехмерного воспроизведения и обработки объемных и цветных изображений. Ниже мы на конкретных примерах рассмотрим некоторые области применения и перспективы развития лазерной техники.

23.1. Передача информации по стекловолокнам

Тонкое стекловолокно диаметром в несколько тысячных долей миллиметра способно передавать световую волну, генерируемую лазером как передатчиком, на расстояния до 100 км (рис. 23.1). Соединенные промежуточными усилителями стекловолоконные кабели осуществляют связь между континентами через моря и океаны. «Запитанный» в стекловолокно свет лазера полностью отражается от стенок с минимальными потерями на поверхностях. В целях минимизации уширения импульсов на основе разности времени распространения используются одномодовые оптические волокна с диаметром сердцевины до единиц микрометров. В качестве передающих устройств при этом служат полупроводниковые лазерные диоды (инжекционные лазеры).

Передача информации по волоконно-оптическим линиям связи (ВОЛС) может осуществляться на огромные расстояния. Информация «прикладывается» к свету посредством подходящей модуляции, а в конце стекловолоконной линии световой сигнал вновь детектируется оптоэлектронным способом и преобразуется в электрический сигнал. Преимущество такой системы по сравнению с традиционными способами передачи информации заключается в том, что стекловолокна с лазерами в качестве передатчиков обеспечивают чрезвычайно высокую пропускную способность каналов передачи. Объединив в кабели 10 или даже 100 стекловолокон, можно одновременно включить свыше 1000 телевизионных каналов или, например, также

1 000 000 телефонных линий. Подобные способы применения в информационных технологиях находятся в настоящее время в центре развития лазерной техники и современной оптики.

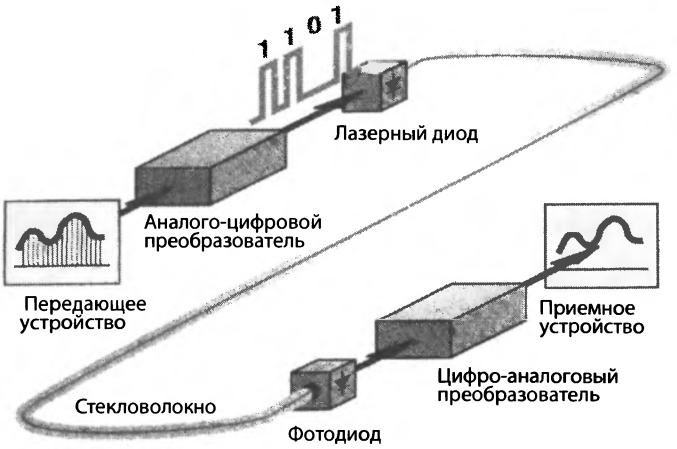


Рис. 23.1. Передача информации по стекловолокнам

Стекловолокна — благодаря их высокой пропускной способности — применялись сначала в телефонных сетях, а именно в тех местах, где собираются большие потоки информации, например, в телефонных линиях между крупными городами или в узлах связи. В 1988 году был проложен первый подводный стекловолоконный кабель для осуществления трансатлантической связи между восточным побережьем США и Европой. Проведенный уже в 1989 году транстихоокеанский стекловолоконный, или световодный кабель, был рассчитан на скорость передачи данных 280 Мбит/с. Эта подводная стекловолоконная линия уже не нуждалась, как прежде, в восстановлении сигнала каждые 50 км посредством оптоэлектронного преобразования и электрической регенерации, а содержала оптические усилители, благодаря которым удалось значительно снизить число требуемых оптоэлектронных преобразований и регенераций электрических сигналов. С тех пор объем стекловолоконных соединений непрерывно растет. Сегодня в ФРГ некоторые телефонные линии в стекловолоконной технике проведены непосредственно до конкретного потребителя. Это позволяет транслировать телевизионные передачи, радиопрограммы, информацию и любые сообщения по одной и той же сети.

Сейчас вполне реализуемы скорости передачи информации до 100 Гбит/с = 0,1 Тбит/с. Ширина полосы передачи у отдельных стекловолокон при длинах волн около 1,5 мкм может составлять 15 ТГц. Таким образом, одно единственное стекловолокно имело бы почти 20000-кратную ширину полосы всей прежней радиотехнической зоны от ДВ- до УВЧ-диапазона. Чтобы эту огромную ширину полосы использовать для одновременной передачи по нескольким информационным каналам, были разработаны способы частотного уплотнения каналов связи (англ. wavelength division multiplexing = WDM). Для этого потребовалось множество новых разработок оптических конструкционных элементов и интегральных оптических схем. Также и для создания коммутационных узлов телефонной сети, соединяющих между собой отдельных абонентов, были найдены решения на основе чистой оптики. До сих пор для этой цели все еще используются электронные системы,

которые в комплексных сетях при больших объемах информации становятся все дороже. В качестве альтернативы сейчас разрабатываются фотонные, то есть чисто оптические распределительные системы.

Оптические волноводы приобретают все большее значение при создании соединений электронных и механических узлов для межучрежденческой связи, а также для обеспечения связи в самолетах, автомобилях, бытовых приборах, аудио- и видеотехнике. В частности, использование полимерных оптических волокон позволяет получить более дешевые и надежные соединения для эффективной передачи данных и сигналов. Здесь могут быть реализованы как двунаправленные линии, так и комплектные сети, причем, учитывая высокие скорости передачи, предпочтение отдается, прежде всего, стекловолокнам.

23.2. Лазерная обработка материалов

Когда лазерный луч попадает на металл или другой материал, энергия излучения поглощается, и металл нагревается. В случае сильного поглощения энергии вещество плавится и испаряется, и эти тепловые процессы можно успешно применять для обработки самых разных материалов (см. таблицу 23.1). Нагревание стали, например, приводит к тому, что изменяется ее кристаллическая структура: происходит то, что называют закалкой стали. Далее, инициируемое лазерным излучением плавление используется для сварки. При сверлении и резке материала достигается его локальное испарение. Испарившееся вещество можно вновь наносить с целью образования тонких слоев из благородных металлов, пассивации или получения коррозионностойких покрытий. Такие процессы по нанесению покрытий могут осуществляться с применением лазеров также на основе жидкой или газообразной фаз. Это те направления разработок, которые имеют огромное значение, в частности, для активно развивающейся области микротехнологий. Если при нанесении покрытий лазеры пока только проходят испытания, то для сварки, резки, сверления и закалки они давно используются в промышленном масштабе.

Таблица 23.1. Физические процессы при лазерной обработке материалов,ее достоинства и недостатки по сравнению с другими способами

Нагревание Плавка Испарение	Закалка, модификация поверхности Сварка, легирование Сверление, маркировка, резка, нанесение покрытий
Преимущества	Изготовление деталей любых форм Обработка твердых материалов Отсутствие износа инструмента Возможность микрообработки Гибкая проводка с волокнами Применение автоматизированных систем
Недостатки	Высокие инвестиционные затраты Наличие ряда особых требований к конструкциям и материалам. Специальные правила обращения

При использовании света лазера для обработки материалов плотность мощности и время облучения должны соответствовать выбранному способу обработки. При низкой плотности мощности и длительном времени облучения большой объем вещества нагревается на основе теплопроводности. При высокой плотности мощности и коротком времени облучения материал нагревается только в зоне падающего лазерного луча, и потери в результате теплопроводности не столь велики. Во время прохождения импульса лазера длительностью t теплопроводность приводит к прогреванию материала на глубину:

$$d \approx \sqrt{4kt}, \tag{23.1}$$

где k есть удельная теплопроводность облученного вещества. С $k = 0{,}13$ см^2 с$^{-1}$ для стали эта глубина проникновения при облучении импульсом 20 нс составляет: $d = 1\ 10^{-4}$ см. При облучении импульсом 1 мс данный показатель увеличивается до $2 \cdot 10^{-2}$ см. Глубина оптического проникновения лазерного излучения (обратная показателю поглощения) у металлов находится на уровне всего 10^{-5} см.

Фазовые переходы веществ связаны с изменением их физических свойств. Так, при переходе от твердой фазы к жидкой поглощение увеличивается, а удельная теплопроводность падает. В результате — при постоянной мощности облучения — быстро растет температура. Поэтому плотности мощности, с которыми должно достигаться расплавление вещества без испарения, подлежат критической настройке.

На рис. 23.2 приведены плотности мощности лазерного излучения в зависимости от времени облучения для разных процессов обработки. Границы диапазонов здесь невозможно обозначить точно, ибо они зависят от типа используемого лазера и обрабатываемого материала.

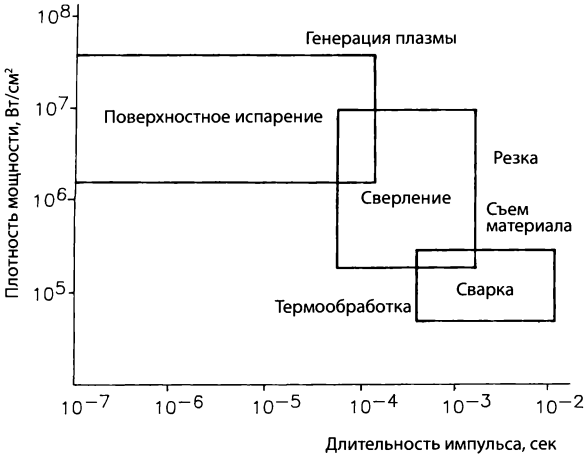


Рис. 23.2. Плотности мощности и длительности импульсов для обработки материалов с помощью лазеров.

CO_2-лазеры используются, прежде всего, для обработки средних и крупных заготовок. Речь идет при этом об относительно больших устройствах объемом в несколько кубометров (рис. 23.3). Преимущества по сравнению с другими способами обработки материалов состоят, например, в том, что здесь можно вырезать в листовом металле любые профили. С традиционными способами пришлось бы для каждой операции резания конструировать весьма сложные листовые штампы.

Лазер же представляет собой универсальный прибор, легко настраиваемый и способный удовлетворять самым разным требованиям. На рис. 23.4 приведены некоторые сведения о лазерной сварке. При работе со стальными листами достигаются скорости сварки порядка нескольких метров в минуту.

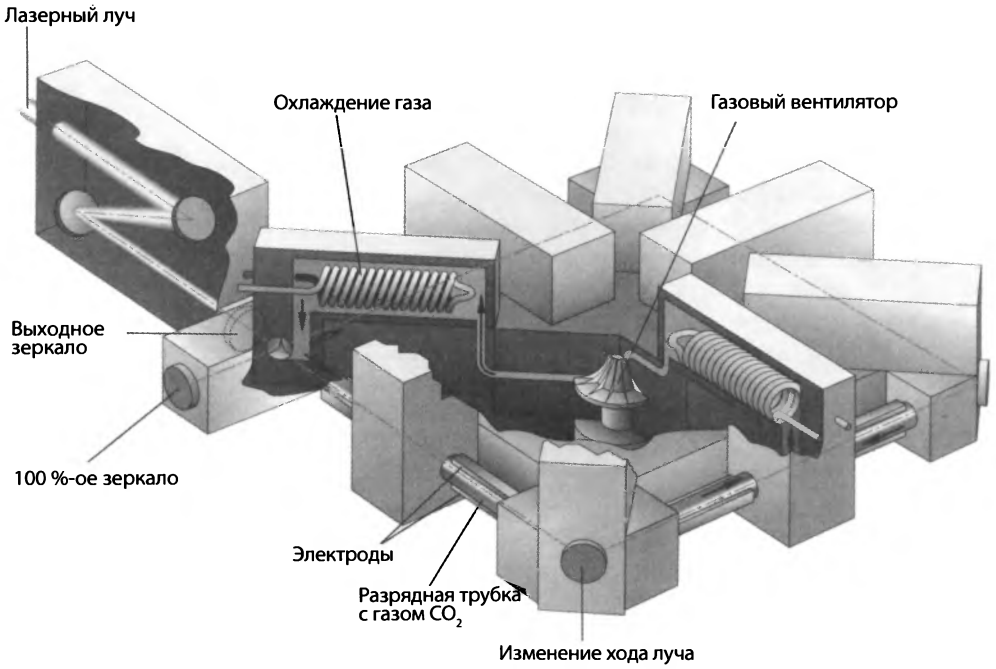


Рис. 23.3. CO_2-лазер (около 10 кВт) для обработки материалов. Газ проходит по разрядным трубкам с поперечным возбуждением (длина каждой около 20 см) почти со скоростью света. Горячий газ охлаждается посредством теплообменника (данные фирмы «Трумпф»)

С помощью твердотельных лазеров возможна обработка в микродиапазоне — например, сверление диаметров в несколько микрометров, изготовление и обработка интегральных электронных схем, настройка электрических резисторов и сварка соединений печатных проводников на платах электронных приборов.

Но поскольку твердотельные лазеры достигают мощности излучения в несколько киловатт, их все чаще используют при точечной сварке и заварке швов в кузовах автомобилей. Для этой цели излучение подается по стекловолокнам, что невозможно в случае CO_2-лазера.

Преимущества способов лазерной обработки материалов по сравнению с иными, традиционными технологиями наглядно представлены в таблице 23.1. Итак, с помощью лазеров можно изготовлять любые формы и обрабатывать материалы максимальной твердости. При этом лазерный луч не подвержен износу, как любой механический инструмент, и отлично справляется с задачами микрообработки.

Лазерные способы во многих отношениях превосходят другие техники лучевой обработки, как то: сварку и резку с помощью газовых горелок, электрической дуги,

плазменных или электронных лучей. Лазерное излучение фокусируется вплоть до микрометрового диапазона, легко проводится через зеркала или кварцевые волокна и поэтому отлично совместимо с промышленными роботами для обеспечения движения пучка. В отличие от классических методов — обточки, фрезерования и другой обработки резанием, лазеры функционируют практически без износа инструментов и способны обрабатывать даже очень хрупкие и твердые материалы. В силу этих и многих других причин лазеры все интенсивнее внедряются в промышленное производство. Ограничение здесь может быть только одно — инвестиционные затраты.

На сегодняшний день во всем мире действует около 50 000 лазерных установок. Потенциал возможностей обработки с применением лазерного луча этим еще далеко не исчерпан. Ежегодный рост в данной области составляет свыше 10 %, и в 2004 году доля рынка в отношении источников лазерного излучения для обработки материалов достигла почти 1,5 миллиардов долларов США.

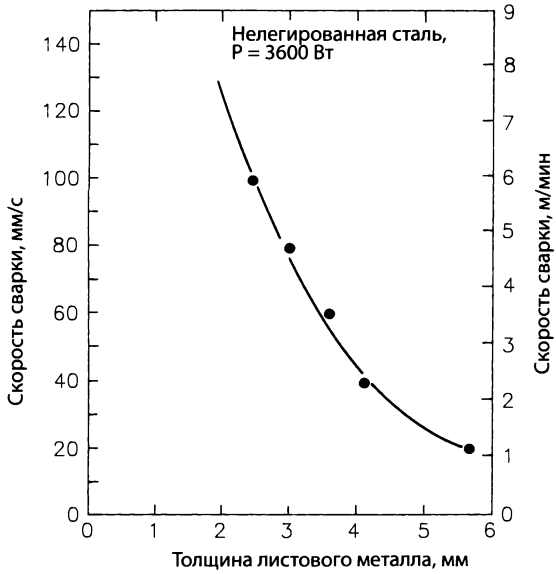


Рис. 23.4. Скорость сварки с применением CO_2-лазера высокой энергии излу чения

Лазеры для обработки материалов

Комплектные механизмы для лазерной обработки с указанием диапазона мощности от 100 Вт до 40 кВт предлагаются сейчас многими производителями. Такие установки, как правило, управляются от ЭВМ и программируются на основе ЧПУ (рис. 23.5). Лазерное излучение подается через силовую головку на инструмент, который фокусирует пучок и содержит обычно чувствительный элемент для настройки расстояния между линзой и заготовкой. Поток газа препятствует конденсации испаряющегося вещества на линзе. Такой технологический процесс неизбежно сопровождается образованием пара и пыли, которые отсасываются, отфильтровываются и соответствующим образом утилизируются. Рабочая операция обычно протекает в кабине со смотровым окном, так что обслуживающий персонал не подвержен вредному действию отраженных лучей лазера.

CO_2-лазер до сих пор является важнейшим источником излучения при обработке материалов. Это объясняется значительным коэффициентом полезного действия (выше 10 %), большой выходной мощностью (до 100 кВт в лабораторных условиях), высокой надежностью и долгим сроком службы лазерных установок такого типа. Излучение наводится зеркалами на заготовку и с помощью линзы в силовой головке фокусируется на требуемом диаметре. К сожалению, инфракрасное 10 мкм-излучение CO_2-лазеров пока еще не удается должным образом проводить по гибким волокнам. Области применения CO_2-лазеров будут подробно рассматриваться в следующих разделах.

Все чаще для обработки материалов находят применение и твердотельные лазеры с непрерывным режимом генерации излучения. Они обладают тем преимуществом, что ИК-излучение в коротковолновой области находится на уровне примерно 1 мкм и может направляться по кварцевым волокнам. Это позволяет привлечь гибкий способ управления лучом, так что лазерный пучок удается напрямую связать с соответствующим промышленным роботом. Следует отметить, однако, что коэффициенты полезного действия порядка 5 % и максимальные мощности около 5 кВт здесь ниже, чем у CO_2-лазеров.

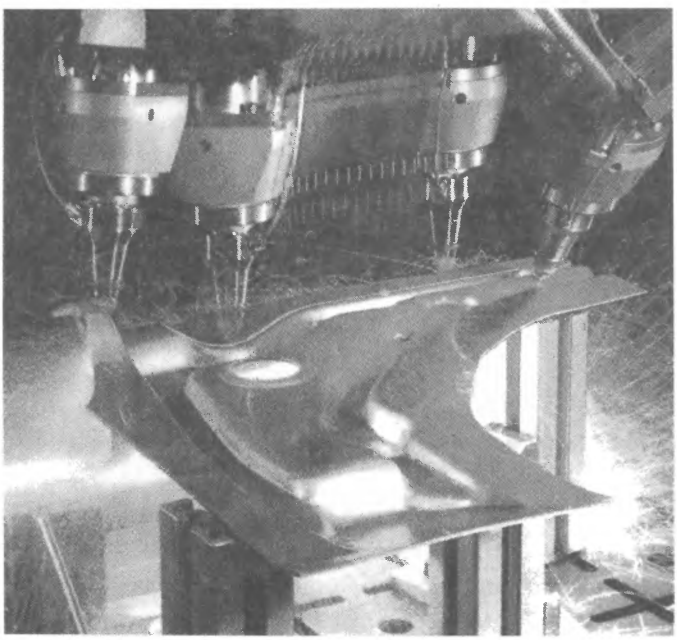


Рис. 23.5. Часть установки для резки и сварки листового металла. Силовая головка находится в разных положениях, одновременно отображаемых на основе метода многократного экспонирования (фото фирмы «Трумпф»)

Области применения

Лазеры находят чрезвычайно разнообразное применение в промышленном производстве при обработке материалов, причем впервые их использовали в микро-

технике для сверления крошечных отверстий в камнях механических часов и для пайки тонких проволочек в электронике. Но по мере распространения лазерной техники ее стали успешно привлекать и для обработки более крупных заготовок — в частности, в автомобилестроении.

Резка. При лазерной резке листового металла, например, для корпусов машин и т. п., материал доводится до расплавленного состояния, после чего жидкое вещество выталкивается струей газа. При использовании кислорода скорость резания существенно повышается по причине дополнительного тепла, выделившегося в результате окисления. Лазерный луч в трехмерной установке может следовать по сложной траектории, что позволяет легко обрабатывать даже очень твердые материалы, которые обычно поддаются только линейному резанию с применением алмазных шлифовальных кругов (рис. 23.6). Преимущества лазерной обработки проявляются и в отношении металлических листов с покрытием, органических волоконных материалов, пластмасс, керамики, стекла или армированных проволокой резиновых деталей. В автомобильной промышленности режущие лазеры широко применяют при разработке новых элементов кузовов, поскольку с их помощью удается легко и быстро изменять контуры.

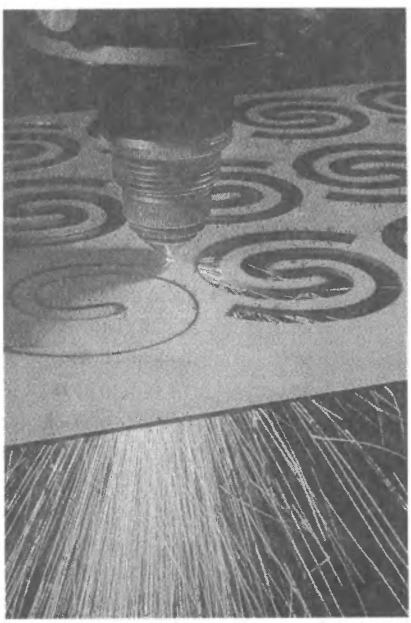


Рис. 23.6. Резка лазерным лучом (фото фирмы «Спектра Физикс»)

Сварка. Так называемая теплопроводная сварка служит для соединения тонких металлических листов. Лазерный луч так проводится по поверхности материала, что температура кипения не достигается, но начинается едва заметное испарение. Под действием лазерного излучения расплавляются подлежащие соединению детали, приложенные друг к другу по сварному шву. Сварной шов при этом не очень глубок и примерно соответствует его 1,5-кратной ширине. На рис. 23.7 показан процесс точечной сварки.

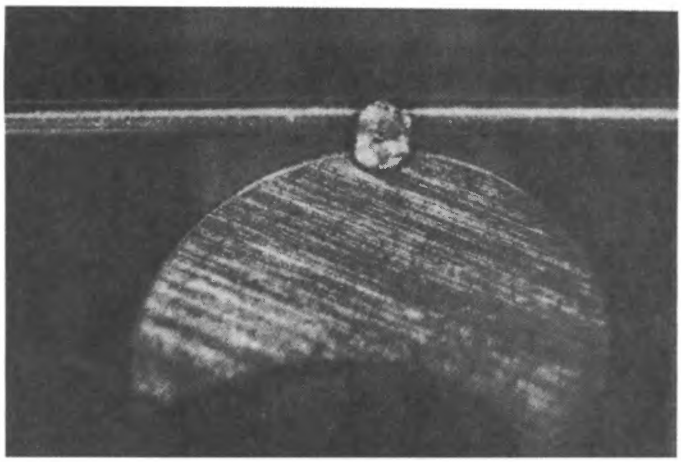


Рис. 23.7. Лазерная сварка: проволока на металлическом прутке (фото фирмы «Стандарт Электрик Лоренц АГ»)

Более сложными представляются операции по сварке с глубоким проплавлением. Здесь температура выше точки кипения, поэтому расплав перемещается под давлением пара в сварном шве. Расплав циркулирует и частично даже поднимается на поверхности материала, образуя валик. Сварной шов отличается мелкозернистой кристаллической структурой с минимумом загрязнений. Нередко его прочность превышает прочность сваренного материала.

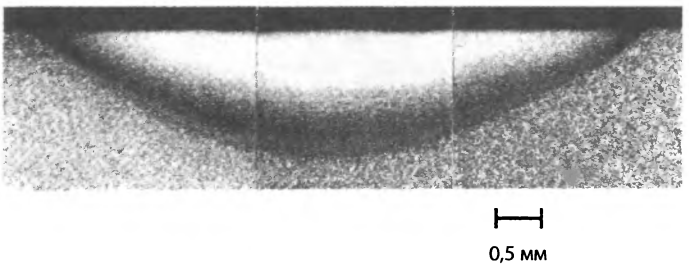
В автомобилестроении лазерная сварка дает экономию материала до 5 кг на каждую машину, так как при высокой точности данного способа нахлест сварных фальцев получается гораздо меньшего размера. Преимущества проявляются также при сварке в плохо доступных местах, например, в трубах. Лазерная сварка очень популярна и в электронной промышленности, где ее используют для соединения разнородных веществ.

Обработка поверхностей. В производстве товаров широкого потребления поверхности определенных деталей конструкций нередко подвергаются термообработке — с целью повышения механических и химических свойств, а также улучшения внешнего вида изделия. Для решения задач такого рода все чаще привлекают лазеры, в частности, при закалке поверхностей, нанесении покрытий и легировании. Рис. 23.8 демонстрирует в поперечном разрезе поверхность, закаленную на ширину 4 мм лучом CO_2-лазера. При этом было достигнуто существенное повышение ее прочности.

Поверхностное легирование началось в промышленном масштабе только в последние годы именно благодаря применению лазеров. При этом на заготовку наносится порошкообразное вещество (бор или карбид), которое лазерным излучением сплавляется с поверхностью. В результате образуется новый сплав, который при быстром охлаждении отличается чрезвычайно мелкозернистой и прочной структурой. В частности, такой способ обработки поверхности используют для улучшения седел клапанов у автомобильных двигателей.

Несколько проще обстоит дело с закалкой подшипников — усовершенствованным классическим вариантом термообработки. Здесь поверхность нагревается лазерным излучением до температуры чуть ниже точки плавления. После самозакалки на воздухе материал переходит в более твердую фазу, которая в большинстве случаев

показывает иную (более мелкозернистую) кристаллическую структуру (рис. 23.8а). Чтобы заготовка не стала слишком хрупкой или не покоробилась, указанное преобразование не должно уходить далеко вглубь поверхности. Необходимое для этой цели локализованное нагревание материала замечательно достигается с помощью лазера, в чем и состоит особое достоинство этого способа. Среди прочих областей применения лазерного излучения можно назвать закалку шестерен или клапанов внутренних стенок цилиндров двигателей внутреннего сгорания. При высоких плотностях энергии и коротком воздействии с последующим быстрым охлаждением образуется стекловидная, аморфная фаза: тогда говорят о лазерном глазировании.



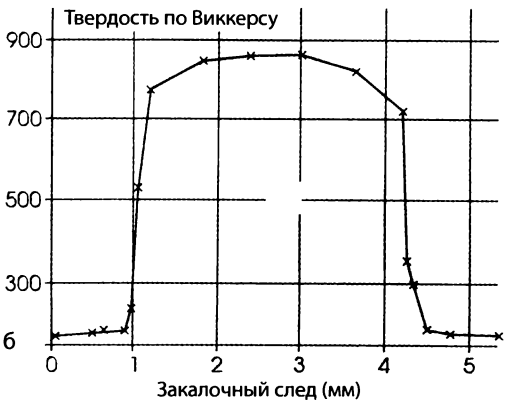


Рис. 23.8. Закалка поверхности лазерным излучением: **(а)** разрез перпендикулярно поверхности разной структуры; **(б)** характеристика закалки (фото фирмы «Стандарт Электрик Лоренц АГ»)

Маркировка. Не менее важным, в том числе с экономической точки зрения, представляется использование лазеров для нанесения надписей и маркировок разного рода. Это бывает необходимо, например, при изготовлении градуировок на стекле у оптических прецизионных приборов, при маркировке электронных конструкционных деталей, нанесении штрихкодов на товарах или простых надписей на шариковых ручках. Некоторые фирмы предлагают для этих целей системы с управлением от ЭВМ и возможностью гибкого выбора самых разнообразных типов обозначений, оцифровок и т. п.

Изготовление полупроводниковых элементов. Производство полупроводников открывает большие перспективы для применения лазеров, но мы приведем здесь

лишь несколько примеров. Так, достаточно широко распространен лазерный отжиг дефектов кристалла, вызываемых «ионными имплантациями». При таком способе требуемые атомы легирующей примеси включаются в полупроводниковый кристалл в виде ионов, причем одновременно возникают нежелательные дефекты решетки. Они подвергаются отжигу под действием нагрева, инициируемого лазерным излучением.

С помощью лазерного луча можно также наносить на поверхности полупроводников разные слои. С этой целью осаждаемый металл или специальный полупроводниковый материал вводится в газообразное соединение, которое под действием лазерных лучей разлагается на поверхности полупроводника, образуя желаемый слой. Особое преимущество этого способа состоит в том, что посредством фокусированного излучения на поверхности можно создавать печатные проводники и прочие двухмерные структуры.

К стандартным способам структурирования полупроводниковых поверхностей относится фотолитография. При этом на поверхность наносится фоточувствительный резист, который затем экспонируется вместе с изготовляемой структурой. В процессе химического проявления элементы фоторезиста вновь удаляются. Свободные части полупроводниковой поверхности можно теперь подвергать травлению, химическому легированию, металлизации либо покрывать другими материалами, получая за несколько этапов нужные комплексные структуры для интегральных схем.

Топологический размер элемента структуры у интегральных схем задается длинами волн используемого для экспонирования излучения. Ранее применялись, главным образом, ртутные лампы с длиной волны около 250 нм. Для уменьшения размеров структуры с целью повышения плотности монтажа интегральной схемы стали привлекать лазеры на эксимере с его коротковолновой областью. Перспективы развития в этом направлении оцениваются по-разному, и пока трудно судить, вытеснят ли лазерные способы альтернативные технологии — электронную и рентгеновскую литографию или хотя бы, в последние годы, впрочем, значительно усовершенствованную, традиционную литографию.

В области производства электроники уже почти утвердились лазерные способы скрайбирования и разделения полупроводниковых чипов, производимых к большом количестве на кремниевой подложке или кристаллической пластине диаметром в несколько сантиметров. Также пайка и подгонка резисторов путем съема материала с помощью лазеров давно уже стали рутинным делом.

Будущие технологии лазерной обработки материалов. Обработка материалов лазерным излучением является технологией с интересными перспективами и богатыми возможностями роста. Чтобы в полной мере использовать предлагаемые преимущества, производимый продукт и технологическая установка должны максимально соответствовать друг другу. Подходящие для лазерной обработки конструкции, материалы и способы регулирования в режиме on-line играют здесь гораздо более важную роль по сравнению с альтернативными технологиями — электронными, плазменными и водоструйными.

Новые области применения появляются в результате использования специальных эффектов; к таковым относятся, например, съем материала без теплового

воздействия на окружающую среду методом фотоабляции, микроструктурирование полупроводниковых элементов на основе инициированной лазерным излучением модификации кристалла, нанесение покрытий на поверхности или изготовление печатных проводников. Особый прогресс ожидается в связи с развитием диодных лазеров высокой мощности. Когда появятся компактные, эффективные и доступные по цене источники излучения, объем экономически целесообразных применений лазеров в производственной сфере резко возрастет.

Разнообразные способы обработки материалов и возможность точного управления лазерным пучком относят лазер к разряду непревзойденных инструментов для гибкого автоматизированного производства.

23.3. Лазеры в медицине

Лазеры успешно используются в медицине — как диагностике, так и для терапевтических целей. Диагностические методы на основе голографической интерферометрии, спектроскопии, лазерном доплеровском измерении скорости в значительной мере соответствуют методикам в других областях применения.

С точки зрения хирургии, интерес представляет, прежде всего, тепловое действие лазерного излучения (рис. 23.9). При облучении ткани лазером в результате поглощения излучения происходит повышение ее температуры. При температуре примерно 60 °С происходит свертывание белка, при 100 °С из ткани испаряется вода, а при дальнейшем повышении температуры ткань обугливается. Эти этапы воздействия на биологический материал могут использоваться в хирургии для разных целей: запустевания, удаления, отрезания. Повышение температуры и объем облучения зависят от вида ткани (учитывается показатель поглощения и удельная теплопроводность) и от типа лазера (его длины волны и плотности потока энергии). Обладая высокой точностью, лазерная хирургия дает преимущество бесконтактного асептического вмешательства и возможность — в случае сильно кровоточащих тканей — почти бескровного разрезания благодаря закупорке сосудов на основе коагуляции. Таким образом, тепловые эффекты можно классифицировать на уровне коагуляции и выпаривания.

Наряду с тепловым воздействием лазерного излучения на ткани существуют (с учетом длительности облучения и спектральной плотности мощности) и разные другие механизмы, широко применяемые в медицине (рис. 23.9). Для фотоабляции (*отслойки ткани*) требуются, например, короткие импульсы высокой мощности. Эффект наступает, когда глубина проникновения луча в ткань находится в области микрометров, а длительность импульсов столь коротка, что никакой значимой теплопроводности в этот момент не отмечается. Согласно уравнению (23.1) может оцениваться длительность импульса, при которой теплопроводность ничтожно мала. С этой целью для d выбирается глубина проникновения излучения. Следовательно, при фотоабляции ткань отслаивается под действием коротких импульсов — без термического повреждения окружающей ткани в результате теплопроводности. Для выполнения этой процедуры успешно используют лазеры на эксимере (ArF, XeCl) в УФ-диапазоне и 3 мкм-лазеры (на эрбии) в ИК-диапазоне. В ультрафиолетовой области спектра отслоение может осуществляться путем прямого разрушения химических соединений.

На рис. 23.10 показано удаление отложений в кровеносных сосудах, так называемое обызвествление артерий (ангиопластика). При этом лазерный луч с помощью катетера и стекловолокна вводится в артерию и производит съем отложений. Фотоабляция находит применением также в фоторефрактивной хирургии роговицы. С помощью лазера на эксимере удается путем соответствующего съема так изменить кривизну роговицы, что пациент сможет обходиться без очков. Лазер весьма популярен и в стоматологии: его применяют для сверления при лечении кариеса зубов.

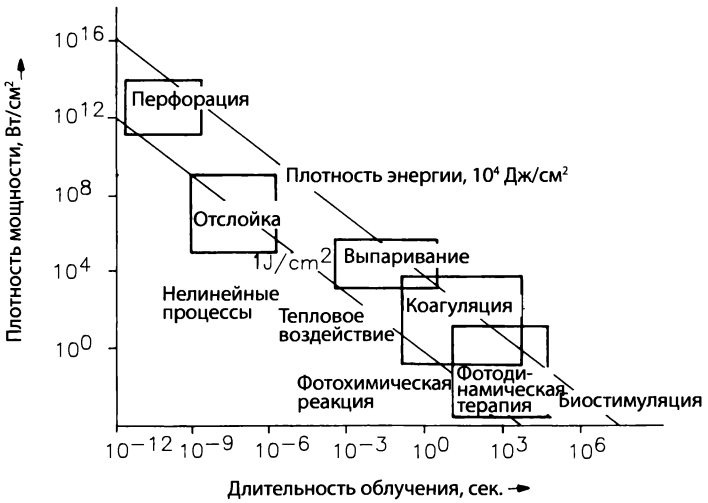


Рис. 23.9. Величины плотности мощности и длительности импульсов при использовании лазеров в медицине

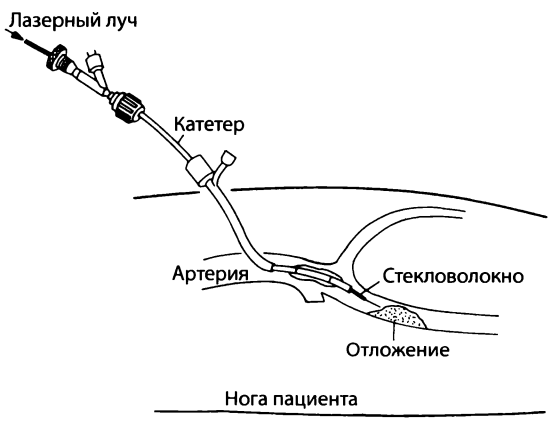


Рис. 23.10. Удаление отложений в артериях с помощью лазерного луча

При дальнейшем повышении мощности и укорочении длительности импульсов в ткани происходит оптическая перфорация, именуемая фотодисрупцией. В офтальмологии такой эффект применяют для разрушения мутной пленки вторичной

катаракты, а в урологии — для раздробления камней в почках и мочевом пузыре (литотрипсия).

Таблица 23.2. Применение лазеров в медицине

Тип лазера, режим генерации	Длина волны (мкм), мощность (Вт)	Свойства, действие, эффекты	Применение
Лазер на эксимере (ArF, XeCl) - импульсный режим	0,197, 0,308 энергия 10 мДж	нелинейные эффекты фотоабляция	Офтальмология (роговица), микрохирургия, ангиопластика
Ar+ - непрерывный режим	0,488, 0,514 1 – 2	удельная абсорбция гемоглобина и меланина коагуляция	Офтальмология
Лазер на Nd: ИАГ (KTP) - с удвоенной частотой - импульсный, квазинепрерывный	0,53, 15	как Ar+-лазер	Хирургия, ЛОР, дерматология
Лазер на красителе - непрерывный, импульсный - непрерывный	0,488 – 0,788 3 5	удельная абсорбция хромофор коагуляция, фотохимия коагуляция	Дерматология, онкология
Au-лазер - квазинепрерывный	0,627 1	HpD-абсорбция фотохимия	Фотодинамическая терапия опухолей
Рубиновый лазер - импульсный	0,69 1 Дж	фотодисрупция	Косметическая медицина
Лазер на александрите	0,7 – 0,8	как рубиновый лазер	как рубиновый лазер
Диодный лазер - непрерывный, импульсный	около 0,8 30	объемная абсорбция коагуляция	как непрерывный Nd: ИАГ
Лазер на Nd: ИАГ - непрерывный	1,06 100	объемная абсорбция коагуляция	Хирургия, урология, дерматология, гинекология, нейрохирургия, гастроэнтерология, пульмонология
Лазер на Nd: ИАГ - импульсный	1,06 1 МВт на импульс	оптомеханические эффекты фотодисрупция	Офтальмология, литотрипсия пигментодермия
Ho-лазер - квазиимпульсный	2 20	сильное водопоглощение испарение	Хирургия суставов, офтальмология, урология
Er-лазер - импульсный, квазинепреры	2,9 энергия 10 мДж	очень сильное водопоглощение фотоабляция	Офтальмология (роговица), микрохирургия, ангиопластика, стоматология
CO_2-лазер - непрерывный - импульсный	10,6 30 (100)	сильное водопоглощение резка	Хирургия, урология, дерматология, гинекология, ЛОР, нейрохирургия, лицевая хирургия

Интересный фотохимический эффект находит применение в так называемой фотодинамической терапии опухолей. При этом введенный внутривенно краситель HpD избирательно откладывается в опухолевой ткани. Под действием красного излучения около 630 нм (например, от золотого лазера) краситель разлагается на

радикалы, разрушающие опухоль. Таким способом можно обрабатывать, например, небольшие метастазирующие опухоли мочевого или желчного пузырей. Неясным до сих пор остается механизм биостимуляции, при котором используются лазерные системы малой мощности (в мВт-диапазоне), в частности, гелий-неоновые лазеры для ускорения роста клеток и достижения иных медицинских эффектов.

Характеристики и области применения самых распространенных в медицине лазеров приведены в таблице 23.2. Особенно популярны здесь Ar+-лазеры, диодные лазеры, лазеры на алюмоиттриевом гранате с неодимом и CO_2-лазеры. Так, Ar+-лазеры стали уже обычным инструментом в глазной хирургии. Но лазеры такого типа достаточно дороги, поэтому их все чаще заменяют другими системами (диодными лазерами, лазерами типа KPT = Nd: ИАГ с удвоенной частотой). С помощью лазерного луча хирург проникает во внутриглазную область через хрусталик глаза, не повреждая его, и производит необходимую операцию. Восстановление сетчатки глаза с помощью этой техники стало обычным делом и применяется во многих клиниках.

В таблице 23.3 приведены, наряду с преимуществами, и определенные недостатки лазеров, которые пока еще остаются довольно сложными устройствами по сравнению с прочими хирургическими инструментами — хотя бы обычным скальпелем. Создание лазерной установки требует немалых средств, но в ближайшие годы и здесь ожидается определенный прогресс. Лазерная техника, в частности, на основе полупроводниковых технологий, в настоящее время бурно развивается, что сопровождается снижением ее себестоимости.

Таблица 23.3. Лазеры в хирургии

Достоинства	Коагуляция, некровоточащие разрезы, высокая точность. Возможность работы в полости тела с применением стекловолокон. Сочетаемость с оптическими приборами. Возможность проведения внутриглазных операций. Эффекты фотодисрупции.
Недостатки	Высокая себестоимость. Сложность конструкции. Медленное излечивание.

23.4. Термоядерная реакция с применением лазеров

Солнце получает свою энергию в результате термоядерной реакции. Ядра атомов водорода сливаются с ядрами гелия, и в этом процессе освобождается огромное количество энергии. С 50-х годов в лабораториях разных государств предпринимаются попытки использовать управляемые процессы ядерного синтеза на Земле в целях получения энергии. Прорыва в этой области, дающего возможность технического применения ядерного синтеза, пока не произошло. Чтобы начать процессы синтеза, необходимо в достаточной степени нагреть газообразный водород, который переходит в плазменное состояние. Для этого требуются температуры в сотни миллионов градусов Кельвина на период всего нескольких секунд. Ядра атомов водорода должны

обладать достаточно мощной энергией, чтобы произошло их слияние. При столь высоких температурах требуется специальное оборудование, чтобы удержать плазму: в проводимых до сих пор экспериментах для этой цели использовались магнитные поля. Для достижения высоких температур и достаточно длительного времени удержания плазмы строятся все более крупные и все более дорогие установки ядерного синтеза. Но техническая реализация атомной станции с магнитным удержанием плазмы прогнозируется только через несколько десятилетий.

И именно лазер позволяет найти новые пути подхода к решению задач в этой сфере. Основная идея при этом заключается в том, чтобы из изотопов водорода, дейтерия и трития изготовить маленький твердый шарик и нагреть его путем кратковременного облучения светом лазера. Энергия лазера должна быть достаточно большой, чтобы достичь требуемых температур ядерного синтеза. При этом используется короткий импульс возбуждения, исключающий разброс плазмы при начавшейся ядерной реакции. Таким образом, плазма при таком процессе удерживается не под действием внешнего поля, а в результате своей собственной инерционности. Прежде чем частицы плазмы разлетятся во все стороны, уже должны произойти ядерные реакции. Это так называемое инерциальное удержание плазмы требует наличия экстремальных лазеров. Здесь нужна энергия лазерного излучения выше 10^6 Дж, причем такая энергия должна за сверхкороткое время около 10^{-9} сек войти в водородную мишень с диаметром не более 1 мм.

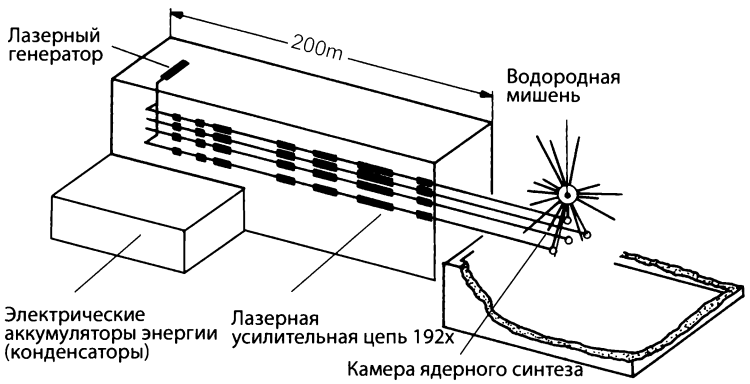


Рис. 23.11. Конструкция лазера для получения ядерного синтеза NIF (National Ignition Facility) в лаборатории Lawrence-Livermore, США, период создания 1998–2005 гг., выходная энергия 1,8 МДж. Эта лазерная система содержит в общей сложности 192 параллельных усилительных цепи, и соответствующее число лучей посредством отклоняющих зеркал наводится на мишень

Схема новой лазерной установки для термоядерных экспериментов показана на рис. 23.11. Этот лазер размещен в многоэтажном здании длиной 200 м. Там же находятся 192 цепи лазерных систем, включенных параллельно и приводимых в действие одним-единственным лазерным генератором, обеспечивающим синхронизацию разных лазерных усилителей. Лучи из усилительных цепей с помощью систем зеркал из различных направлений наводятся на термоядерную мишень для достижения равномерного нагрева водородного шарика. Планируемая энергия импульсов составляет 1,8 МДж (см. таблицу 23.4). Сравнение с

микроскопически малым полупроводниковым лазером отчетливо показывает колоссальное разнообразие современных лазерных систем с точки зрения их размеров и сложности конструкций. До сих пор эксперименты по ядерному синтезу проводились с энергией импульсов до 10^5 Дж. При этом получали желаемую ядерную реакцию, но тратили на нее энергии больше, чем добывали. С лазером на рис. 23.10 и с учетом данных, приведенных в таблице 23.4, ученые надеются досконально изучить термоядерные реакции, необходимые для получения энергии. Если эксперименты пройдут успешно, то, возможно, в 2030 году может быть запущена первая опытная электростанция.

Ракетное оружие на основе лазерного излучения

Представленные в таблице 23.4 характеристики мощности лазеров можно привлечь для анализа возможностей их применения в военных целях.

Таблица 23.4. Рабочие характеристики NIF-лазера для термоядерного синтеза

Выходная энергия в импульсе	= 1,8 МДж = 1,8 10^6 Дж.=
	= 450 г взрывчатого вещества в тротиловом эквиваленте
Длительность импульсов.	3 нс = 0,000 000 003 сек.
Пиковая мощность.	500 ТВт = 5 10^{14} Вт = 500 000 электростанций
Длины волн.	350 нм (УФ-область спектра, утроение частоты 1060 нм)
Материал.	Стекло с неодимом
Затраты.	Несколько миллиардов $ США, постройка 1998-2004 гг.

Огромная NIF-лазерная система имеет выходную энергию, соответствующую примерно 450 граммам взрывчатого вещества в тротиловом эквиваленте. Для сравнения: энергия одной атомной бомбы измеряется миллионами тонн тринитротолуола. Таким образом, лазер по своему разрушающему действию вообще не сравним ни с каким другим видом вооружения. Он пригоден лишь для выполнения функций перехвата и уничтожения ракет или иных военных объектов. Основное отличие от традиционных видов вооружения состоит в том, что энергия лазерного излучения может передаваться со скоростью света на огромные расстояния, но, к счастью, лазеры не могут стать новым поколением средств массового уничтожения.

23.5. Использование лазеров в области научных исследований

Описанный выше процесс образования плазмы для ядерного синтеза представляет собой долгосрочный научный проект. Но известно, что лазерные системы успешно используются и при проведении многих других интересных исследований в области физики, химии, биологии и техники. В частности, лазеры обеспечили мощный прогресс в развитии спектроскопии. Высокая монохроматичность, или стабильность частоты лазерных установок позволила в такой степени повысить разрешающую способность спектроскопических методов исследования, что удалось с максимальной точностью проверить ряд прогрессивных теорий ядерной физики.

Нелинейные оптические процессы служат основой для создания спектроскопии с разрешением в пределах доплеровской ширины, благодаря чему в значительной мере исключаются мешающие движения атомов.

Измерения расстояний сводятся сегодня к измерениям времени. Благодаря лазерному излучению любую длину можно определить как временной интервал, необходимый световому лучу для прохождения измеряемого участка.

Важную роль в развитии измерительной техники играет генерация сверхкоротких световых импульсов (см. также главу 17), которые позволяют исследовать с высоким временным разрешением быстро протекающие химические реакции. Как электронный микроскоп в пространственном диапазоне, лазер обеспечивает во временном диапазоне возможность изучения элементарных структур. С помощью лазеров создаются так называемые «микроскопы времени», эффективность которых почти на 12 порядков превосходит традиционные «лупы времени» (устройства растяжения сигнала во времени), широко применяемые в кино- и телевизионной технике.

Высокая интенсивность и когерентность видимого излучения лазера способствовали развитию двух новых научных направлений: нелинейной оптики и голографии. В классической оптике, при низкой интенсивности света, световые волны накладываются друг на друга без какого бы то ни было взаимного влияния. В нелинейной оптике этот принцип уже не действует, что дает множество совершенно новых, порой просто поразительных феноменов. Световые волны способны изменять свою частоту или окраску (см. здесь также п. 19.2 и далее) и активно обмениваться энергией, что открывает интересные перспективы их технического применения. Оптические переключатели, подобно электронным транзисторам, дали толчок к разработке оптической схемотехники нового типа. Соответствующие оптические процессоры и компьютеры дополняют и совершенствуют электронные системы. В рамках «интегральной оптики» разрабатываются необходимые для этой цели технологии.

Многие научные труды в области лазерных технологий и формирующихся на их основе новых отраслей науки неоднократно удостаивалось почетных Нобелевских премий: «Разработка мазеров и лазеров» (1964), «Голография» (1971), «Нелинейная оптика, лазерная спектроскопия» (1981), «Прецизионная лазерная спектроскопия» (2005).

23.6. Голография и интерферометрия

Голография есть способ записи и восстановления полей световых волн, получения объемных и цветных изображений. Отраженное освещенным предметом или рассеянное поле световой волны (объектная волна) накладывается на опорную волну и сохраняется в светочувствительном слое. В отличие от фотографии, в результате интерференции с опорной волной записывается, наряду с амплитудой, также и фаза объектной волны. Голограмма обычно не имеет сходства с объектом. Но из нее при подходящем освещении может быть восстановлена объектная волна, в результате чего получается объемное цветное изображение объекта.

На рис. 23.12а представлена схема получения голограммы. Для математического описания голографического процесса напряженность электрического поля объектной и опорной волн записывается в виде уравнения (14.15). Амплитуды на-

пряженности поля $E^0_{G,R}(x, y, z)$ и фазы $\Phi_{G,R}(x, y, z)$ могут составить комплексные амплитуды объектной и опорной волн $G(x, y, z)$, $R(x, y, z)$:

$$G=(E^0_G/2)\exp 2\pi i\Phi_G,\quad R=(E^0_R/2)\exp 2\pi i\Phi_R. \tag{23.2}$$

Интенсивность на фотопластинке выражена через $|G(x, y, 0) + R(x, y, 0)|^2$. Эта интенсивность экспонирует фотопластинку и после процесса проявления дает амплитудное пропускание $t(x, y)$, примерно пропорциональное интенсивности и времени экспозиции:

$$t(x, y) \sim |G + R|^2 = |G|^2 + |R|^2 + GR^* + G^*R. \tag{23.3}$$

Здесь G^* и R^* обозначают сопряженно-комплексные амплитуды напряженности поля. Амплитуда и фаза объектной волны хранятся в интерференционном звене $G(x, y, 0)\cdot R^*(x, y, 0)$ либо в звене G*R. Итак, экспонированная и проявленная фотопластинка и есть голограмма.

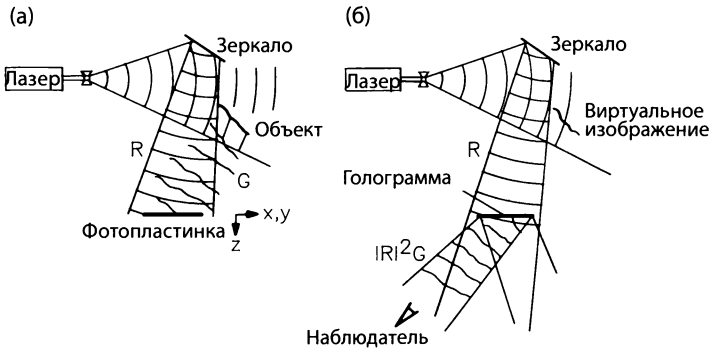


Рис. 23.12. Принцип голографии. (**а**) Схема получения голограммы. (**б**) Восстановление голограммы

Когда голограмма освещается восстанавливающей волной, которая в самом простом случае идентична опорной волне R (рис. 23.12б), то сразу за голограммой образуется напряженность светового поля:

$$Rt(x, y) \sim R\cdot(|G|^2 + |R|^2) + G|R|^* + G^*R^2. \tag{23.4}$$

Если интенсивность $|R|^2$ опорной волны в плоскости голограммы постоянна, то слагаемое $G|R|^2$ в уравнении (23.4) описывает напряженность светового поля, соответствующее объектной волне $G(x, y, 0)$. Отсюда восстановленная волна распространяется, как объектная волна $G(x, y, z)$, в пространство за голограммой. (Если распределение поля волны в плоскости известно, то на этом основании определяется волна во всем пространстве). Остальные слагаемые в уравнении (23.4) также вызывают волны за голограммой, которые, однако, проходят в других направлениях, чем восстановленная объектная волна. Наблюдатель, смотрящий в восстановленную объектную волну, не может различить, что перед ним: первоначальная или восстановленная волна. Он видит объемное виртуальное изображение объекта.

Выше были описаны амплитудные голограммы, у которых информация сохранена в светлых и темных интерференционных полосах. Такие голограммы поглощают свет и обладают малой светосилой. Поэтому с применением фотографического отбеливания создаются фазовые голограммы, у которых перепады яркостей преобразуются в колебания показателя преломления.

Наряду с классическими пропускающими голограммами согласно рис. 23.12 в настоящее время — в основном, для получения демонстрационных эффектов и т. п. — используются также отражательные голограммы. Изображения этих голограмм могут восстанавливаться не только лазерами, но и галогенными лампами. С фотографическими слоями получаются объемно-отражательные голограммы, причем техника их изготовления ничем не отличается от описанной выше для пропускающих голограмм. При необходимости получения большого штучного числа сегодня прибегают, в частности, к поверхностно-отражательным голограммам, запрессованным в пластиковую пленку. Дополнительная металлизация поверхности дает высокий коэффициент отражения и, следовательно, хороший коэффициент полезного действия при восстановлении.

Голографическая интерферометрия

С помощью голографии можно с большой точностью определять изменения формы предметов, вызванные, например, повышением температуры или механической нагрузкой.

Если голограмма отъюстирована обратно точно в положение фотопластинки (рис. 23.12а), то при восстановлении виртуальное изображение совмещается с объектом. Когда объект деформируется, объектная волна отклоняется от восстановленной волны. При наблюдении объекта получают тогда голографическую интерферограмму. Она показывает объект в виде вытянутых интерференционных полос, причем линии соответствуют постоянному интервалу между двумя состояниями. Это позволяет непосредственно наблюдать геометрические изменения измеряемого объекта на уровне длины световой волны (рис. 23.13). Другой способ интерферометрии состоит в том, что путем двойной экспозиции фотопластинки последовательно регистрируются два состояния объекта. В результате восстановления получается, как при нормальной голограмме, голографическая интерферограмма.

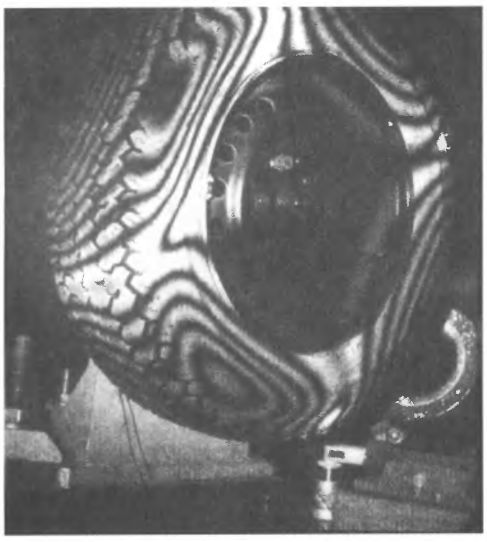


Рис. 23.13. Голографическая интерферометрия для контроля автомобильных шин. Записываются две голограммы — с более высоким и более низким давлением в шине. Интерференционные линии показывают растяжение шины, причем обнаруженные неравномерности указывают на наличие дефектов в результате неправильного изготовления

23.7. Светорассеяние для измерения скорости потока

Рассеяние света мельчайшими частицами находит самое разнообразное применение в измерительной технике. Это может быть, например, определение числа и размера частиц пыли либо распыленных в воздухе аэрозолей. Для измерения скорости потоков газов и жидкостей анализируется рассеяние движущихся вместе с ними частиц. Эти частицы могут присутствовать в измеряемой среде в форме естественного загрязнения, либо они добавляются в нее в виде примеси специально для проведения измерений.

Когда свет рассеивается под действием движущихся частиц (или в результате фазовых погрешностей), возникает эффект Доплера. В рассеянном свете происходит сдвиг частоты, который пропорционален скорости.

Допустим, частица S движется со скоростью v (величина $|v| = v$, рис. 23.14). При когерентном свете она облучается волновым вектором k. Волновой вектор обращен в сторону распространения света и имеет величину $|k| = 2\pi/\lambda$ (λ = длина волны). Свет рассеивается под углом β. Волновой вектор рассеянного света есть k_S. Разностная частота между облучающим и рассеянным светом составляет:

$$\Delta f = \frac{1}{2\pi}(\boldsymbol{k}_S - \boldsymbol{k}) \cdot \boldsymbol{v} = \frac{1}{2\pi}(\boldsymbol{k}_S - \boldsymbol{k}) \cdot \boldsymbol{v} \cos\alpha, \tag{23.5}$$

где α есть угол между $(k_S - k)$ и v. Так как скорость света очень велика по сравнению со скоростью потока v, то имеет силу: $|k_S| \approx |k)| = 2\pi/\lambda$. Тогда для сдвига частоты Δf приближенно полагаем:

$$\Delta f = (2v/\lambda) \cos\alpha \sin(\beta/2). \tag{23.6}$$

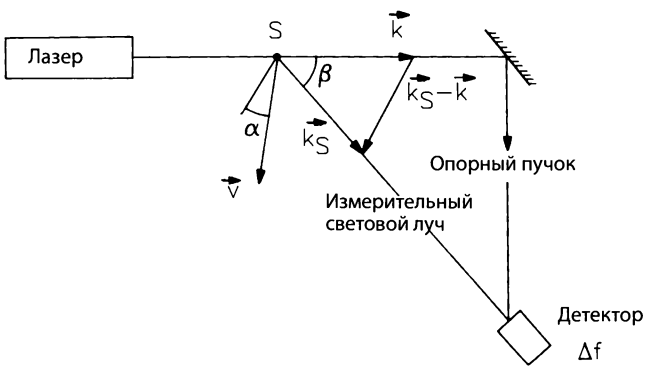


Рис. 23.14. Измерение скорости (эффект Доплера, метод опорного пучка) путем светорассеяния рассеивающей частицей S со скоростью v

Такой сдвиг частоты можно применять для измерения скорости в диапазоне от 10^{-5} до 10^{3} м/с. При методе опорного пучка происходит осуществляемое с помощью фотодетектора наложение рассеянного и нерассеянного света (рис. 23.14). При этом возникают пульсации с разностной частотой Δf, находящейся в высокочастотном диапазоне.

23.8. Лазеры в приборах и оборудовании

Наряду с уже упомянутыми применениями в области техники связи, обработки материалов, медицины и измерительной техники лазеры — индивидуально или в составе электронных устройств — выполняют еще множество других разнообразных задач.

Лазерные лучи распространяются с отличной фокусировкой и очень хорошей прямолинейностью, поэтому могут служить в качестве направленных лучей при строительстве дорог, каналов, туннелей, зданий, а также для точной центровки при создании двигателей и других механизмов. Время пробега коротких импульсов находит свое применение в геодезии для точного и удобного определения расстояний.

Другие способы в области техники измерений основаны на пространственной и временной когерентности лазеров и успешно используют эффекты поляризации, интерференции, дифракции и рассеяния. Интерференционные методы применяются в целях высокоточных измерений длины, необходимых при управлении, например, металлообрабатывающими станками. Интерференция и дифракция незаменимы при голографических испытаниях, в ходе которых исследуются с последующим графическим представлением возможные деформации и колебания деталей машин.

В микроскопии тоже нашлось дело для лазера. Так, с помощью лазерного растрового микроскопа сканируют объекты и получают изображения с большой глубиной резкости. Так называемый «оптический пинцет» позволяет осуществлять бесконтактные манипуляции разного рода. Это достигается посредством наведенного лазерного луча, который на основе светового давления на мельчайшие частицы действует по принципу оптического захвата. Результатом спектральных исследований явлений поглощения и рассеяния видимого излучения лазера стали высокочувствительные способы проведения химических анализов с целью обнаружения вредных веществ. Это позволяет, например, находясь на расстоянии многих километров от объекта, держать под контролем выход отработавших газов электростанций и промышленных установок (рис. 23.15). Способы спектроскопического анализа вызывают большой интерес и в медицине, в том числе при диагностике опухолей.

Почти незаметным в повседневной жизни остается использование лазерного излучения для записи и считывания информации в электронных аппаратах. Управляемые от ПК лазерные принтеры позволяют получить печать высочайшего качества. Проигрыватели со сканированием лазерным лучом дают, по сравнению с механическими устройствами, гораздо лучшее качество воспроизведения, при этом меньше изнашиваются и позволяют пользоваться компактными носителями звукозаписи. Устройства считывания штриховых кодов в кассах супермаркетов максимально рационализируют расчетные операции.

Особенно актуальным представляется на данном этапе значение лазерного телевидения, при котором изображение не генерируется на экране электронным лучом, а проецируется цветными лазерными лучами на любую поверхность. В настоящее время для этой цели применяют еще стеклянные лазеры, лучи которых отклоняются механическим или акустическим способами. При этом получают изображения чрезвычайно высокой контрастности. Для коммерциализации предусмотрены компактные твердотельные лазеры или диодные лазерные системы.

Лазеры с оптическими системами распределения лучей и подвижными дефлекторами хорошо зарекомендовали себя в оформлении и рекламе, очень популярны на дискотеках и музыкальных представлениях. Графики и художники-оформители, используя лазеры как удобное средство выражения, создают световые скульптуры, эффектное освещение улиц и зданий. Например, Берлинский технический университет, кампус которого разделен широкой улицей, по вечерам может быть зрительно объединен растром лазерного излучения.

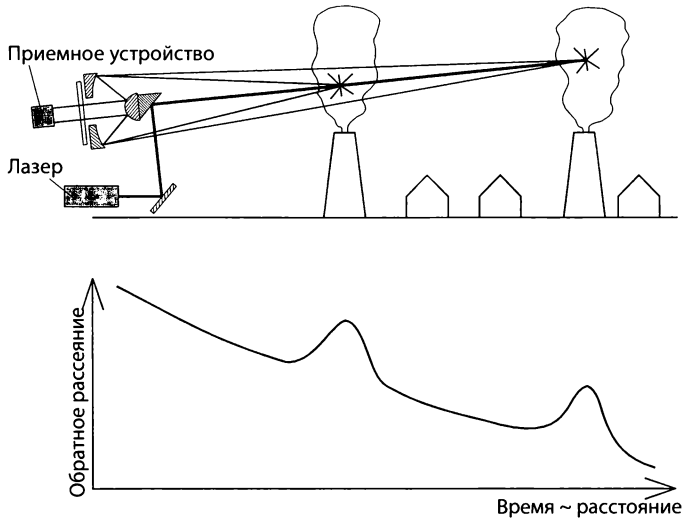


Рис. 23.15. Принцип действия лидара (оптического локатора) для измерения загрязнений в воздухе. Короткий лазерный импульс отражается от облака отходящего газа и через телескоп наблюдается в приемном устройстве. На основе времени прохождения лазерного импульса определяется расстояние до этого газового облака. Спектроскопический анализ излучения обратного рассеяния дает сведения о химическом составе отработавших газов

Устройства считывания штриховых кодов

Устройства считывания штрихкодов, или сканеры для идентификации товаров и цен, широко распространены в магазинах, могут использоваться также для маркировки книг в библиотеках и т. п. При этом товары снабжаются штриховым кодом (англ. barcode), состоящим из нескольких параллельных полос разной толщины (рис. 23.16). С помощью сканера лазерный луч проводится по штриховым кодам, измеряя излучение обратного рассеяния, которое представляет собой последовательность импульсов с разными межимпульсными интервалами, преобразуемыми фотодетектором в соответствующий электрический сигнал.

Рис. 23.16. Штриховой код: двоичная числовая последовательность выражена темными и светлыми полосами. (Соседние узкие полоски могут быть слиты в одну широкую полосу)

Если раньше для этой цели использовались преимущественно гелий-неоновые лазеры, то теперь их все чаще заменяют компактные полупроводниковые лазерные диоды. Вместо того чтобы вручную проводить сканирующим лазером по штрихкоду, на штрихи наводится считывающий луч с помощью подвижного зеркала или голографического дефлектора.

Структура штрихового кода показана на рис. 23.16. Основная часть состоит из светлых и темных полос, представляющих двоичные числа 0 и 1. Одинаковые штрихи сливаются воедино. Таким способом можно отобразить любые двоичные числа для различных способов кодирования букв и цифр. Некоторые возможные варианты представлены в нормах ДИН 66236. Нередко прибегают и к европейской номенклатурной системе EAN. Здесь кодовые номера могут считываться в любом направлении: слева направо или справа налево, возможно и сканирование по диагонали. Данный способ маркировки товаров менее чувствителен к помехам.

Audio-CD, CD-ROM, DVD, Blue-ray Disc

Развитие технологий оптических компакт-дисков начиналось в конце 60-х годов в научно-исследовательских лабораториях фирм «Бош» и «Филипс» (Германия). Уже в 1972 году состоялась презентация первого оптического видеопроигрывателя. Для считывания здесь использовался газовый гелий-неоновый лазер с длиной волны 633 нм.

Но коммерческие изделия особого успеха не имели, на видеорынке продолжали господствовать магнитные устройства записи и воспроизведения.

Структура компакт-диска показана на рис. 23.17 и 23.18. Речь или музыка сохраняются цифровым способом в виде серии небольших возвышений разной длины и с разными интервалами на пластмассовом диске в спиралевидной дорожке. Размеры этих так называемых «питов» (микроуглублений) находятся в диапазоне тысячных долей миллиметра (в единицах мкм). Такие питы сканируются наведенным лучом диодного лазера. В отличие от традиционных грампластинок, это происходит бесконтактно и без малейшего износа.

Для улучшения считывания пластинка с питами снабжена металлическим покрытием. При полном отсутствии питов лазерный луч отражается от гладкой поверхности и оценивается фотодетектором. Если же наведенный лазерный пучок попадает на край пита, то отраженный луч гасится в результате интерференции, и фотодетектор уже не принимает света. Информация преобразуется в контрасты светотени, после чего этот цифровой сигнал декодируется, усиливается и подается на звуковую колонку для воспроизведения звука.

Электрические звуковые сигналы сканируются 44 000 раз в секунду, и мгновенные напряжения преобразуются цифровым способом примерно в 65 000 (= 16 бит) градаций. В результате регистрируются даже мельчайшие изменения *силы звука* и высоты тона, обеспечивая полноценное звучание с абсолютно верным воспроизведением высокой динамики. Качество воспроизведения при этом несравненно лучше, чем у классических грампластинок и магнитофонов, так что последние постепенно исчезают даже в бытовой электронной аппаратуре.

При считывании цифровых компакт-дисков используются диодные лазеры мощностью ниже 1 милливатт, а для их изготовления служат лазеры на аргоне и криптоне мощностью в несколько ватт. Их излучение через объектив наводится на диаметр менее 1 микрометра. Фоточувствительный слой на вращающемся диске экспонируется в такте поступающей цифровой информации. После химического проявления и травления в засвеченных местах образуются углубления. На следующих технологических этапах изготовляется матрица и прессуются CD-заготовки из поликарбоната толщиной 0,5 мм с пит-структурой. Эти диски снабжаются

металлическим покрытием и затем — для защиты от повреждений — покрываются слоем лака толщиной 5–10 мкм. Царапины, пыль или отпечатки пальцев на поверхности компакт-дисков мешают не столь фатально, как в плоскости питов, куда наводится лазерный луч. На поверхности подложки из поликарбоната пучок расходится, так что влияние потерь от рассеяния мелкими частицами пыли будет лишь весьма незначительным.

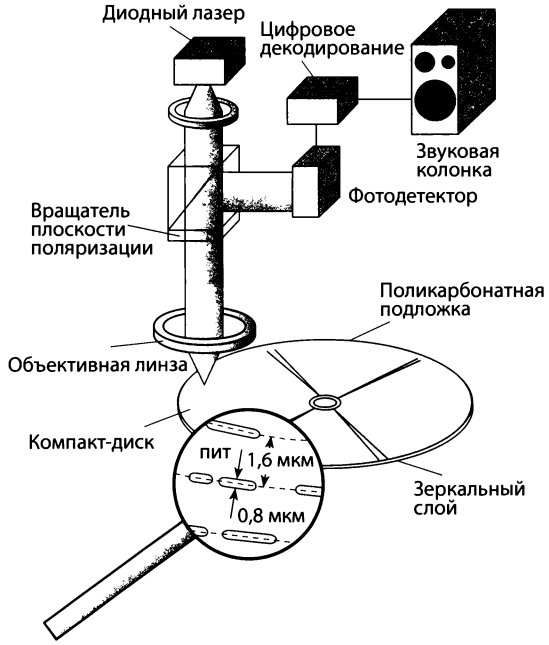


Рис. 23.17. Сохранение информации на компакт-диске

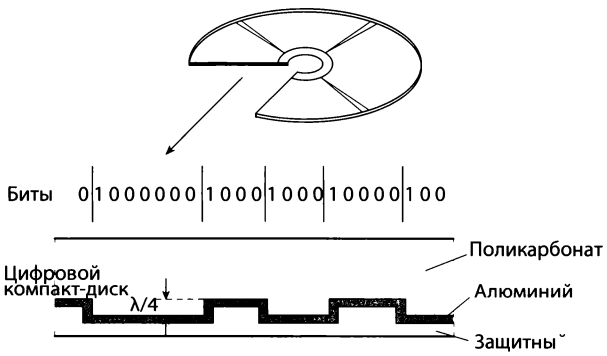


Рис. 23.18. Структура ПЗУ на цифровом компакт-диске. (Каждая кромка соответствует 1)

Большая емкость памяти CD используется и для хранения информации. Вначале были разработаны CD-ROM = ПЗУ на компакт дисках (ROM= read-only memories), обладающие емкостью памяти около 1 гигабайт на одной стороне диска обычного диаметра 12 см. Здесь можно хранить целые архивы и многотомные энциклопедии.

Прессованные компакт-диски представляют собой постоянное запоминающее устройство (ПЗУ), на которое лишь однажды записывается информация, считываемая затем снова и снова. Такой CD постоянной записи показан на рис. 23.19. Для многократных же применений требуются носители данных, которые можно стирать и заново записывать, как на обычных магнитофонах. Решение здесь тоже предлагает оптическая CD-техника. Для этой цели используют диски с магнитооптическим слоем, подвергаемые кратковременному локальному нагреванию с помощью полупроводниковых импульсных лазеров с пиковой мощностью выше 10 милливатт. В результате такого воздействия изменяется намагниченность в слое, что может быть вновь считано через изменение поляризации слабого сканирующего лазера. Для компакт-дисков многократной записи применяют и так называемые «слои изменения фазы», основанные на перемене отражения полупроводниковых сплавов, например, GeSbTe, после оптического экспонирования.

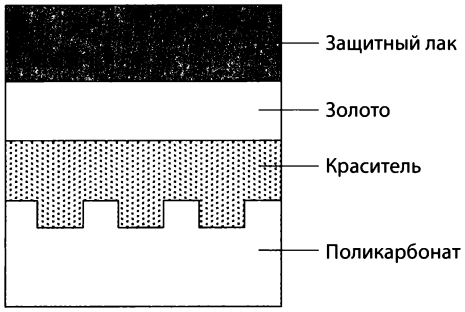


Рис. 23.19. Структура компакт-диска с постоянной записью

Лазерные принтеры

Параллельно с успехами в электронной обработке данных в последние десятилетия значительный прогресс был достигнут и в технике вывода на печать. Классические пишущие машинки с литерными рычагами уступили место матричным, термографическим, струйным и электрофотографическим печатающим устройствам, которые первоначально печатали буквы последовательно друг за другом, затем построчно и, наконец, постранично, что позволило резко ускорить процесс печати.

*Среди пос*транично печатающих устройств огромную роль играет электрофотографическая система, которую все поголовно (но не совсем правильно) называют лазерным принтером. Дело в том, что, наряду с лазерами, в качестве источников света здесь используются еще светоизлучающие диоды (светодиоды) и галогенные лампы, управляемые жидкокристаллической шиной (LCS = Liquid Crystal Shutter).

Функция лазерного принтера наглядно представлена на рис. 23.20. Печать осуществляется путем передачи оттиска на обладающий фотопроводимостью барабан, сохраняющий в темноте отрицательные электрические заряды на своей поверхности. При вводе света поверхностный заряд исчезает. Собственно процесс печати осуществляется в несколько этапов:

- отрицательные заряды из электрического разряда попадают на поверхность барабана (рис. 23.20а),

- барабан в результате засветки лазерным лучом или экспонирования посредством другого источника света разряжается с образованием скрытого, невидимого изображения подлежащей выводу на печать страницы (рис. 23.20б). Для этого лазерный луч перемещается параллельно оси барабана. В результате вращения барабана происходит запись по всей его поверхности,
- разряженные зоны на барабане движутся мимо проявочного блока, забирая от него отрицательно заряженные частицы порошка для электростатической печати (рис. 23.20в),
- бумага вступает в контакт с вращающимся барабаном и запечатывается (рис. 23.20г). Частицы упомянутого выше специального порошка в результате нагревания и давления прочно соединяются с бумагой,
- барабан очищается от избытка порошка. Под действием лазерного излучения он равномерно разряжается, и после полного оборота барабана процесс печати вновь начинается с первого шага.

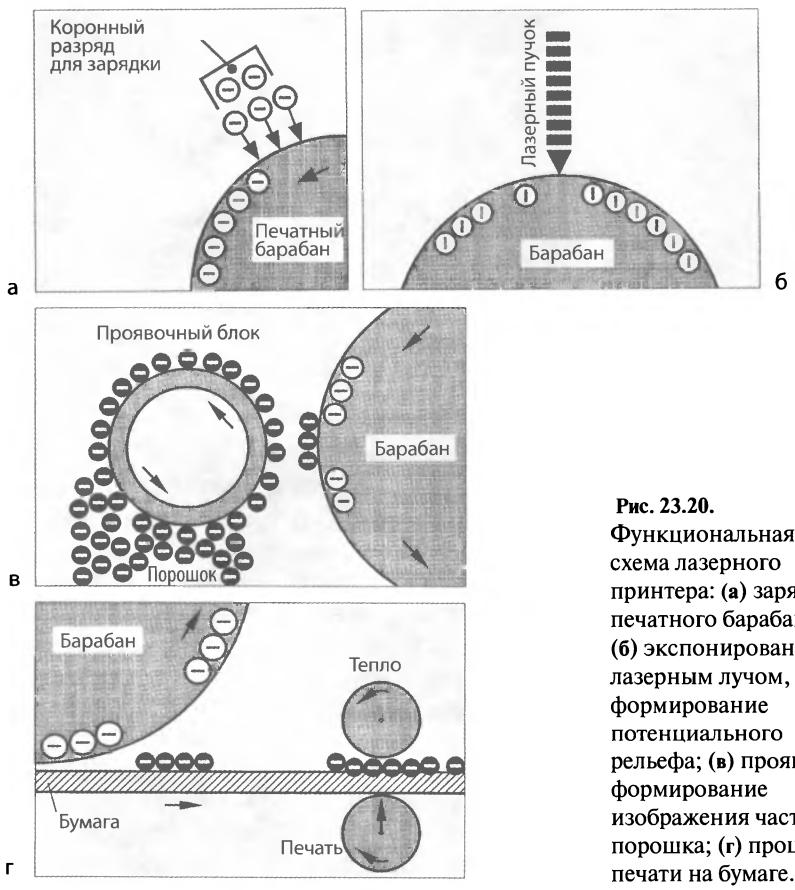


Рис. 23.20. Функциональная схема лазерного принтера: **(а)** зарядка печатного барабана; **(б)** экспонирование лазерным лучом, формирование потенциального рельефа; **(в)** проявление, формирование изображения частицами порошка; **(г)** процесс печати на бумаге.

Для лазерного принтера требуется электронное управление, обеспечивающее в растровой сетке разрешение для запечатываемой страницы на уровне 300 dpi (точек на дюйм = 2,5 см). Таким образом, одна сторона изображения будет представлена

в 8 миллионах точек. В полиграфической промышленности при фотографическом изготовлении печатных матриц достигается разрешение выше 1200 dpi.

Скорость лазерного принтера определяется, прежде всего, предварительной электронной обработкой. Само печатающее устройство действует чрезвычайно быстро. Индивидуальные или офисные принтеры могут работать со скоростью 10–20 страниц в минуту, а в полиграфической промышленности минутная скорость печати достигает 200 страниц. Лазерные принтеры позволяют также изготовление цветных копий, для чего последовательно друг за другом включаются сразу три барабана с порошком красного, зеленого и синего цветов.

23.9. Перспективы развития лазеров

За прошедшие десятилетия лазеры из сложных лабораторных устройств превратились в надежные модули, пригодные для встраивания в комплексные оптоэлектронные системы. Новые усовершенствованные разработки перечислены дальше в таблице 23.5. В недалеком будущем можно ожидать появления устойчивых и компактных лазерных систем с улучшенным коэффициентом полезного действия и приемлемой себестоимостью. Особенно впечатляют успехи в области создания полупроводниковых лазеров для диапазона от видимой до ближней УФ-областей спектра. Они смогут во многих сферах заменить газовые, твердотельные лазеры и системы на красителях низкой мощности. Малые размеры, высокий кпд, продолжительный срок службы и простое обслуживание полупроводниковых диодных лазеров — все это позволяет в большом объеме производить электрооптические устройства, например, для измерительной и аналитической техники, а также для бытовой электроники ежедневного пользования.

Таблица 23.5. Усовершенствованные конструкции лазеров

Полупроводниковые и твердотельные лазеры — компактные, эффективные, малозатратные.
Ультрафиолетовые и рентгеновские лазеры
Высокомощные лазерные системы
Сверхкороткие световые импульсы

Сочетание полупроводниковых технологий с твердотельными лазерами позволит даже для лазеров средней мощности, предназначенных для использования в хирургии или при обработке материалов, разработать эффективные и компактные конструкции, расширив тем самым их область применения.

Еще одним направлением развития лазеров является проникновение в ультрафиолетовую область спектра, а затем, с получением еще более коротких волн — в область рентгеновского излучения. Работы в этом направлении мотивированы, прежде всего, научными аспектами. Кроме прочего, подобный лазер может стать также превосходным инструментом для проведения исследований, выполнения манипуляций разного рода и создания микроскопических структур в рамках нанотехнологий. С укорочением длины волны можно подумать и о проникновении в субмикроскопические, молекулярные сферы.

Высокомощные лазеры открывают дальнейшие пути совершенствования многих направлений науки и техники. Выше уже отмечался факт появления все более

мощных лазерных систем. Для обработки материалов предлагаются в настоящее время CO_2-лазеры с непрерывными выходными мощностями до 40 кВт, что вполне достаточно для многих применений. Так, например, уже достижима скорость сварки 10 м/мин на металлическом листе толщиной от 10 до 20 мм. Возможно, в будущем конкуренцию составят здесь высокомощные твердотельные лазеры, позволяющие простое управление пучком посредством лазеров на стекле. Для обработки материалов все шире используются также матрицы или пакеты диодных лазеров с непрерывными мощностями до единиц мультикиловатт, если удастся улучшить качество излучения, то есть уменьшить дивергенцию пучка. Сейчас просматриваются неплохие перспективы применения лазеров, в частности, в комплексных технологических системах, в микроструктурных, тонкопленочных технологиях и пр.

Определенные надежды связывают и с генерацией сверхкоротких световых импульсов, где своеобразный рекорд сегодня составляет длительность менее одной фемтосекунды (10^{-15} сек.). В сочетании с ультрафиолетовыми и рентгеновскими лазерами здесь можно ожидать дальнейшего прогресса — вплоть до аттосекундного диапазона (10^{-18} сек.). Короткие световые импульсы необходимы для возбуждения рентгеновских лазеров. Следовательно, разработки лазеров для коротковолновой области и малой длительности импульсов находятся в тесном взаимодействии. Сверхкороткие и коротковолновые световые импульсы, возможно, усилят свои позиции в области обработки материалов и в медицине, если учесть, что с их помощью может быть реализован нетермический (без тепловых процессов) способ отслоения материалов — так называемая фотоабляция.

Перспективы применения лазеров в научных целях

Лазер представляет собой измерительное устройство, пригодное для многократного использования в целях весьма точных измерений, помогающих глубже понять физическую картину мира (см. таблицу 23.6). На основе спектральных исследований атомов были проверены многие основополагающие теории в области физики. В качестве другого примера можно назвать возведение гравиметрических антенн для изучения гравитационных волн, излучаемых сверхускоряющимися массами в космосе. Ученые надеются получить отсюда информацию о строении и развитии Вселенной. С другой стороны, лазеры активно используются при исследовании микроскопических пространственных и временных структур. Здесь ожидаются весьма обнадеживающие результаты в связи с генерацией коротких световых импульсов, а будущие рентгеновские лазеры позволят анализировать пространственные структуры, значительно меньшие по сравнению с измеряемыми до сих пор.

Таблица 23.6. Перспективы применения лазеров в научных целях

Измерительное оборудование	Сверхточные эксперименты для углубленного понимания физической картины мира, разрешение мельчайших пространственно-временных структур.
Инструменты	Сохранение отдельных атомов и манипуляции с ними, создание экстремальных напряженностей электрического поля для изучения новых эффектов в веществе.

Но лазер — это не только точный измерительный прибор, но еще и отличный многоцелевой инструмент. Сейчас с помощью лазерного излучения удается

сохранять отдельные атомы и проводить с ними необходимые эксперименты. Не исключено, что в будущем удастся не только удерживать одиночные атомы, но и манипулировать ими: например, с помощью лазерных лучей сочетать друг с другом разные атомы и наблюдать химические реакции с изолированными атомами.

В веществе напряженность электрического поля характеризуется силой притяжения атомного ядра к электрону. Благодаря лазеру можно создавать гораздо более мощные поля, получая все новые эффекты. Это ведет уже в сферу нелинейной оптики и инициируемых лазерным излучением плазм, которые уже сегодня подвергаются интенсивной обработке. Несомненно, в будущем нас ждут еще более поразительные открытия.

Перспективы использования лазеров в технике

Обработка материалов, медицина и техника передачи информации — вот те области, где лазеры используются уже давно и будут еще шире применяться в будущем. В настоящее время в сфере обработки материалов лазеры, если сравнивать их с традиционными технологиями, встречаются пока довольно редко. Но использование здесь лазерных устройств и связанной с ними оптики стремительно нарастает. Мы являемся ныне свидетелями бурного развития отрасли, именуемой «фотоникой». Это свидетельствует о том, что современная оптика в будущем будет играть в технике не менее важную роль, чем электроника (см. таблицу 23.7). В фотонных устройствах лазеры являются ключевым компонентом — подобно интегральным схемам в компьютерах или ином электронном оборудовании. Можно ожидать, что лазеры, аналогично электронным блокам, все чаще будут использоваться в разных аппаратах коммерческого назначения. Вот примеры некоторых устройств, с которыми мы уже встречаемся в повседневной жизни: CD-плейеры, лазерные принтеры, сканеры в супермаркетах и многое другое. Отличные перспективы имеют лазерные телевизоры, которые должны заменить кинескопы 60-летней давности.

Таблица 23.7. Использование лазеров в технике: в наши дни и в будущем

Обработка материалов, медицина, техника передачи информации Измерительная техника, сенсорика	
Фотоника	Лазер как компонент электрооптических систем: аудио- и видеомагнитофонов, принтеров, проекционных телевизионных приемников, сканеров в супермаркетах, измерительных приборов, сенсоров, CD-ROM и DVD, голографии и т. д.
Оптические компьютеры? Ядерный синтез?	

В целом, область применения фотоники стремительно расширяется и, подобно тому, как это произошло с электроникой, которая породила прежние компьютеры, в будущем мы, вероятно, будем иметь дело не с электронами, а с фотонами: соответствующие проектно-конструкторские работы ныне успешно продвигаются. Оптические компьютеры смогут обрабатывать более значительные объемы информации, чем электронные ПК повышенной скорости. Впрочем, оптические ЭВМ вряд ли смогут в ближайшее время полностью вытеснить электронные аппараты. Более того, предполагается дополнять электронные устройства соответствующими оптическими блоками с целью повышения их мощности. В области передачи информации

по стекловолокнам также ведутся разработки фотонных схем и блоков, например, для станций телефонной связи.

Как и оптические ЭВМ, многие другие связанные с лазерами проекты являются пока делом будущего — возможно, они смогут быть реализованы только спустя десятилетия (например, обсуждаемый выше ядерный синтез). Сначала придется решить огромный объем технических проблем на базе физических идей и принципов, которые еще предстоит открыть.

Экономические аспекты

Журнал «Laser Focus World» оценивает мировой рынок лазеров на 2005 год примерно в 6 миллиардов долларов США. Из них 60 % приходится на долю диодных лазеров, остальное — на разные другие типы лазерных систем. На рис. 23.21а представлен рынок недиодных лазеров. Основную часть составляют лазеры для металлообработки, в частности, CO_2- и Nd-лазеры. Примерно на треть больший объем приходится на лазеры для медицины. Третью часть составляют и лазеры, предлагаемые для проведения фундаментальных исследований. Прочие, более мелкие доли рынка относятся к следующим сферам: приборостроение, хранение видеоинформации, измерительные приборы, бытовая техника, сенсоры и датчики, устройства считывания штриховых кодов и др. Рынок диодных лазеров демонстрирует совершенно иные соотношения (рис. 23.21б). Основную часть составляют оптические носители информации, за ними следуют средства дальней связи. Диодные лазеры с меньшей долей рынка как источники накачки находят применение в медицине, измерительной технике, при обработке материалов, считывании штрихкодов, в системах видеозаписи, а также в фундаментальных исследованиях разного рода. Из всего многообразия типов лазеров многие имеют лишь сугубо научное значение. С коммерческой же точки зрения, наибольшую ценность представляют диодные лазеры, твердотельные лазеры, CO_2-лазеры и лазеры на эксимере (см. таблицу 23.8). Ионные лазеры, гелий-неоновые лазеры, лазеры на He-Cd и на красителях, а также некоторые другие типы показывают гораздо меньший торговый о борот.

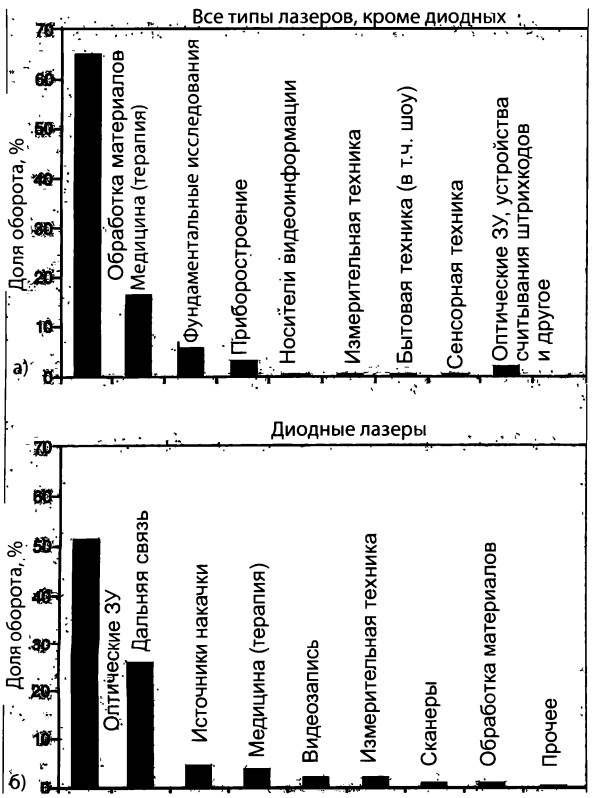
Следует отметить, что во всем лазерном устройстве на собственно лазер приходится только часть затрат. Стоимость системы управления пучком, предохранительных устройств и прочей периферии нередко превышает стоимость самого лазера. С учетом этого обстоятельства лазерных систем ежегодно производится на несколько сотен миллиардов евро, причем на лазеры как таковые приходится всего 10 % от этой суммы. Многие миллиарды евро ежегодно уходят на обработку материалов, медицину и измерительную технику. Основную долю оборота составляет информатика, а также техника передачи информации и прикладные области.

Таблица 23.8. Мировой оборот лазеров в 2005 году, $ млн США

Все лазеры, кроме диодных		Диодные лазеры	
Тип	Оборот	Тип	Оборот
Твердотельные лазеры, с ламповой накачкой	699	< 700 нм	1263
Твердотельные лазеры, с диодной накачкой	306	750–980 нм, < 1 Вт	937
Твердотельные лазеры, с лазерной накачкой	33	750–980 нм, < 10 Вт	94

Таблица 23.8. Мировой оборот лазеров в 2005 году, $ млн США (Окончание)

Все лазеры, кроме диодных		Диодные лазеры	
Тип	Оборот	Тип	Оборот
Волоконные лазеры	124	750–980 нм, > 10 Вт	113
CO_2-лазеры, проточные	551	пакеты	65
CO_2-лазеры, герметичные	126	980–1550 нм	1106
Лазеры на эксимере	369	> 1500 нм	11
Ионные лазеры > 1 Вт	10	Итого:	3589
Ионные лазеры, < 1 Вт	35		
Гелий-неоновые лазеры	19		
He-Cd-лазеры	8		
Лазеры на красителях	10		
Итого:	2290		



С экономической точки зрения, интересна, прежде всего, скорость ежегодного прироста в области производства лазеров. В настоящее время рынок лазеров растет примерно на 10 % в год. Существующее до сих пор увеличение оборота лазерных устройств соответствует развитию электронных компьютеров, только лишь со сдвигом во времени на 20 лет. На основе такого соответствия можно предположить, что в будущем лазеры достигнут столь же высокого торгового оборота, что и производство компьютеров.

Резюме

Открытие лазера в 1960 году привело к созданию высокомощных источников когерентного излучения, позволяющих наблюдать поразительные оптические эффекты. На этой основе возникли новые научные направления: нелинейная оптика и голография. Сегодня лазеры успешно используются в разных сферах — научной, технической, медицинской. Эти области современной оптики, или «фотоники», развиваются на уровне собственной промышленности с быстро растущим научным потенциалом. Четко выраженных рисков при использовании данных новых технологий пока не установлено, так что в перспективе можно ожидать все более широкого и разнообразного применения лазерных устройств.

ЗАДАЧИ

23.1. Какое максимальное число телевизионных каналов (ширина полосы 5 МГц) можно одновременно транслировать с помощью лазерного луча при $\lambda = 1{,}5$ мкм, если предположить, что ширина полосы канала передачи составляет 10 % центральной частоты?

23.2. Вычислить глубину реза при резке лазерным лучом без учета теплопроводности. Принять во внимание только примерную энергию испарения L (v = скорость резания, r = радиус пучка, P = мощность лазера, ρ = плотность вещества).

23.3. CO_2-лазер 100 Вт с диаметром $D = 1$ см генерирует излучение на занавес (пластик толщиной 0,5 мм). Через какое время произойдет воспламенение этого занавеса (400 °C) ($\rho = 1$ г/см^3, $c = 4{,}2$ кДж/кг К)?

23.4. Медицинский Nd-лазер должен за 15 сек. создать зону коагуляции глубиной $d = 5$ мм (нагревание ткани с 37 °C до 70 °C). При упрощенных допущениях вычислить плотность мощности лазерного излучения (плоская геометрия, без теплопроводности, $c \approx 4100$ Дж/(кгК), $\rho = 1000$ кг/м^3). Какова мощность лазера при диаметре пучка 10 мм?

23.5. Допустим, лазер на эксимере используется для коррекции кривизны роговицы. На какую глубину x возможен съем ткани импульсом 100 мДж при диаметре пучка $d = 6$ мм? (Теплота испарения $L \approx 2{,}2 \cdot 10^6$ кДж/кгК, плотность $\rho \approx 1200$ кг/м^3)?

23.6. Каков шаг дифракционной решетки в голограмме, если имеет место плоская опорная и плоская объектная волны, направлениями распространения которых образован угол α?

23.7. Лазерный луч ($\lambda = 633$ нм) направляется перпендикулярно струе жидкости ($v = 8$ м/с). Рассеянное излучение обнаруживается под углом 45° относительно направления падения луча. Векторы направлений падения, рассеяние и скорость находятся в одной плоскости. Каким здесь будет сдвиг частоты?

23.8. Сколько бит информации может храниться на компакт-диске площадью 10 см^2 при использовании лазера с длиной волны $\lambda = 0{,}8$ и 0,4 мкм?

ГЛАВА 24

БЕЗОПАСНОСТЬ ЛАЗЕРНЫХ УСТРОЙСТВ

В отношении эксплуатации лазеров действуют изданные европейские нормы «Безопасность лазерных устройств ДИН ЕН 60825–1». Одновременно Союзом промышленников и предпринимателей разработаны собственные правила техники безопасности «Лазерное излучение VBG 93». Опасному действию со стороны лазерного излучения особенно подвержены глаза, что ниже будет обсуждаться более подробно.

В диапазоне длин волн от 0,4 до 1,4 мкм глаз прозрачен, так что лазерное излучение фокусируется на сетчатке (рис. 24.). При этом образуется фокальное пятно диаметром около 10 мкм, и плотность мощности увеличивается примерно в 500000 раз (≈ (диаметр зрачка (7 мм): 10 мкм) ^{2}).

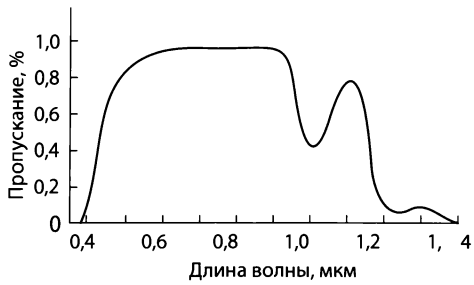


Рис. 24.1. Проницаемость человеческого глаза до сетчатки в зависимости от длины волны согласно VBG 93. Видимая область спектра составляет от 0,4 до 0,7 мкм

Таким образом, в диапазоне от 0,4 до 1,4 мкм лазерное излучение чрезвычайно опасно, так что даже небольшие мощности около 1 мВт при неблагоприятных условиях могут привести к повреждению сетчатки. Но особую осторожность следует проявлять в случае невидимого излучения.

В инфракрасных областях B и C (выше 1,4 мкм) излучение активно поглощается тканевой жидкостью, поэтому лучи проникают лишь в верхние слои роговицы. Предельные значения с точки зрения опасности для глаз здесь выше, поскольку отпадает фокусировка через хрусталик глаза.

Также и в ультрафиолетовых областях спектра имеет место сильное поглощение в роговице. Правда, предельные значения в данном случае довольно низкие, поскольку на основе большой квантовой энергии фотонов происходят фотохимические процессы, способные оказывать канцерогенное действие. В этом случае причиняемый вред носит аккумулятивный характер, т. е. даже незначительные облучения со временем могут стать причиной тяжелого заболевания.

24.1. Предельные показатели безопасности для глаз

Максимальная допустимая величина облучения зависит от длины волны и продолжительности облучения. Излучение выше этой предельной величины может быть опасной для глаз. В таблице 24.1 приведены упрощенные значения максимально допустимой величины облучения для глаз в случае воздействия одиночными импульсами. Более точные сведения представлены на рис. 24.2.

Числовые значения и данные для повторно-импульсных лазеров могут быть получены из стандартов ДИН ЕН 60825–1 или BGV B2 (VBG 93), где приведены значения максимально допустимой величины облучения для кожи.

Таблица 24.1. Упрощенные значения максимально допустимой величины облучения роговицы глаза (по нормам BGV B2 (VGB 93))

Диапазон длин волн, нм	Энергетическая освещенность E				Облучение H	
	Длительность импульсов, с	Вт/м^2	Длительность импульсов, с	Вт/м^2	Длительность импульсов, с	Дж/м^2
180–315	≥ 30 000	0,001	$< 10^{-9}$	$3 \cdot 10^{10}$	10^{-9} до $3 \cdot 10^{-4}$	30
315–1400	$> 5 \cdot 10^{-4}$ до 10	10	$< 10^{-9}$	$5 \cdot 10^{6}$	10^{-9} до $5 \cdot 10^{-4}$	0,005
1400–10^6	> 0,1 до 10	1000	$< 10^{-9}$	10^{11}	10^{-9} до 0,1	100

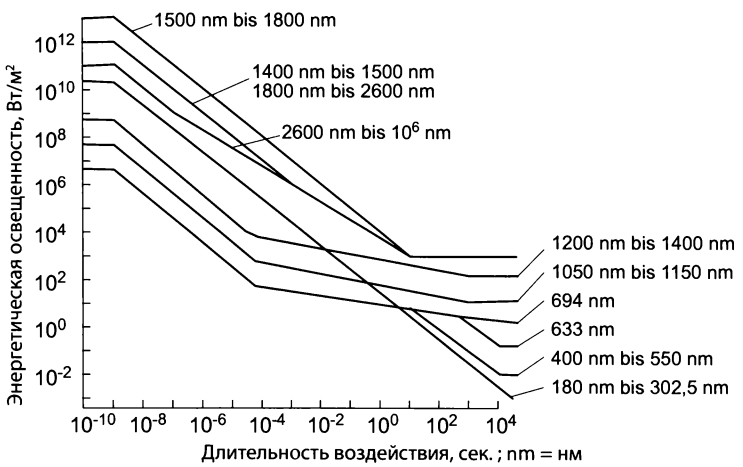


Рис. 24.2. Максимально допустимое облучение роговицы глаза при некоторых выборочных длинах волн по ДИН ЕН 60825–1 (выборка из BGV B2 (VBG 93))

При определении плотности мощности и плотности энергии средние значения должны быть получены на основе площадей круга со следующими диаметрами: 1 мм (180–400 нм), 7 мм (400-1400 нм), 1 мм (1400–10^5 нм), $t \leq 3$ с), 3,5 мм (1400–10^5 нм, $t > 3$ с), 11 нм (10^5–10^6 нм).

Пространство, в котором превышаются максимально допустимые величины облучения, называют «зоной лазерного излучения». Над входом в опасное с этой

точки зрения помещение должны быть установлены таблички с соответствующим предупреждением либо сигнальные лампы. В случае лазеров класса 3B и 4 (см. п.24.3) дополнительно предусматривается ограждение — с той целью, чтобы посторонние случайно не попали в опасную зону. Существуют также специальные защитные очки, которые обязаны носить все лица, подвергающиеся потенциальной опасности со стороны лазерного излучения.

24.2. Лазерные защитные очки

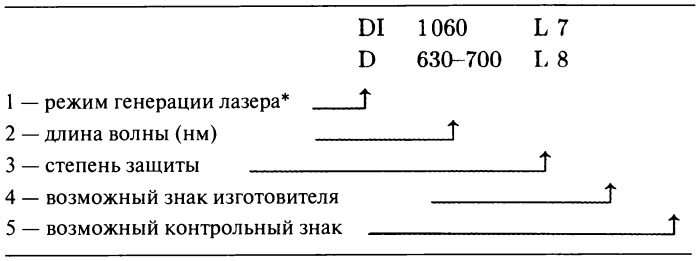
Лазерные защитные очки должны соответствовать нормам ДИН ЕН 207. Они классифицируются в зависимости от присвоенной им степени защиты L1 — L10, причем цифра здесь указывает оптическую плотность. Связь между степенью защиты и коэффициентом пропускания показана в колонке 2 таблицы 24.2. С помощью этой таблицы можно производить расчеты касательно степени защиты как в случае одиночных импульсов, так и непрерывного режима генерации. При расчете плотности мощности и плотности энергии (E и H) должны использоваться упомянутые выше средние значения.

Таблица 24.2. Определение степени защиты на основе плотности мощности или плотности энергии для разных длин волн и разных периодов облучения (D — непрерывный режим генерации, I — импульсный режим, R — режим гигантских импульсов, M — режим с синхронизацией мод (по данным BVG B2 (VBG 93))

Степень защиты	Макс. коэфф. спектрального пропускания при длинах волн лазера $\tau(\lambda)$	Макс. плотность энергии или мощности в диапазоне длин волн:								
		от 180 до 315 нм			выше 315 до 1400 нм			выше 1400 до 1000 нм		
		Для режима работы лазера / длительности работы, сек.								
		D ≥ 3 10^4	I, R 10^{-9} до 3 10^{-4}	M $< 10^{-9}$	D $> 5 \cdot 10^{-4}$	I, R 10^{-9} до $5 \cdot 10^{-4}$	M $< 10^{-9}$	D $> 0{,}1$	I, R 10^{-9} до 0,1	M $< 10^{-9}$
		E Вт/м^2	H Дж/м^2	E Вт/м^2	E Вт/м^2	H Дж/м^2	E Вт/м^2	E Вт/м^2	H Дж/м^2	E Вт/м^2
L1	10^{-1}	0,01	$3 \cdot 10^2$	$3 \cdot 0^{11}$	10^2	0,05	$5 \cdot 10^7$	10^4	10^3	10^{12}
L2	10^{-2}	0,1	$3 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^{12}$	10^3	0,5	$5 \cdot 10^8$	10^5	10^4	10^{13}
L3	10^{-3}	1	$3 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^{13}$	10^4	5	$5 \cdot 10^9$	10^6	10^5	10^{14}
L4	10^{-4}	10	$3 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^{14}$	10^5	50	$5 \cdot 10^{10}$	10^7	10^6	10^{15}
L5	10^{-5}	10^2	$3 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^{15}$	10^6	$5 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^{11}$	10^8	10^7	10^{16}
L6	10^{-6}	10^3	$3 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^{16}$	10^7	$5 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^{12}$	10^9	10^8	10^{17}
L7	10^{-7}	10^4	$3 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^{17}$	10^8	$5 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^{13}$	10^{10}	10^9	10^{18}
L8	10^{-8}	10^5	$3 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^{18}$	10^9	$5 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^{14}$	10^{11}	10^{10}	10^{19}
L9	10^{-9}	10^6	$3 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^{19}$	10^{10}	$5 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^{15}$	10^{12}	10^{11}	10^{20}
L10	10^{-10}	10^7	$3 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{20}$	10^{11}	$5 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^{16}$	10^{13}	10^{12}	10^{21}

На лазерных защитных очках должна быть указана степень защиты, длина волны и режим генерации лазера. Не перепутать — опасно для жизни! Помните, что каждая пара очков предназначена для конкретной длины волны. Условные обозначения объясняются в таблице 24.3.

Таблица 24.3. Примеры классификации лазерных защитных очков



При проведении разного рода юстировочных операций работать приходится с видимым излучением. С учетом этого предлагаются специальные очки для юстировки лазеров, которые, однако, не способны обеспечить полноценную защиту (см. нормы EH 208). Пределы мощности и соответствующая классификация приведены в таблице 24.4.

Таблица 24.4. Классификация лазерных юстировочных очков по данным BVG B2 (VBG 93)

Степень защиты	Макс. мгновенная мощность лазера непрерывного режима генерации, Вт	Макс. энергия для импульсных лазеров, Дж
R 1	0,01	$2 \cdot 10^{-6}$
R 2	0,1	$2 \cdot 10^{-5}$
R 3	1	$2 \cdot 10^{-4}$
R 4	10	$2 \cdot 10^{-3}$
R 5	100	$2 \cdot 10^{-2}$

24.3. Классы лазеров и потенциал опасности

В зависимости от потенциальной опасности лазеры делятся на классы 1, 1M, 2M, 3R, 3B и 4.

Класс 1	Доступное лазерное излучение опасности не представляет. (Этот класс идентичен старому классу лазеров 1).
Класс 1M	Лазерное излучение не опасно, пока не используются оптические инструменты. При этом речь часто идет о лазерах или светодиодах с расходящимися лучами, но сюда относятся и системы с коллимированными лучами большого поперечного сечения.
Класс 2	Этот класс определен только в видимой области спектра (400–700 нм). Лазеры данного класса при облучении до 0,25 сек. (рефлекторное смыкание век) не опасны. (Этот класс идентичен старому классу 2). Предельная мощность для лазеров непрерывной генерации находится на уровне 1 мВт.
Класс 2M	Этот класс определен только в видимой области спектра, и лазеры данного класса при облучении до 0,25 сек. (рефлекторное смыкание век) не опасны, если не используются оптические инструменты.

* D — непрерывный лазер, I — импульсный лазер, R — лазер с модуляцией добротности, M — лазер с синхронизованными модами.

Класс 3R	В видимой области спектра выходные значения (при времени облучения до 0,25 сек.) в 5 раз выше, чем у лазера класса 2 (5 мВт у лазера непрерывной генерации). В невидимой области выходные значения при времени облучения до 100 сек. в 5 раз выше, чем у лазера класса 1.
Класс 3B	Доступное лазерное излучение опасно для глаз, а в особых случаях и для кожи. (Данный класс идентичен старому классу 3B, причем некоторые старые лазеры класса 3B могут быть отнесены к классам 1M или 2M). Для непрерывных лазеров с длинами волн выше 315 нм верхний предел мощности составляет 0,5 Вт.
Класс 4	Лазерное излучение опасно для глаз и кожи. Опасность может представлять и диффузно рассеянное излучение. Излучение лазеров данного класса способно вызвать пожары и взрывы. Непрерывные лазеры мощностью выше 0,5 Вт (длины волн более 315 нм) относятся к классу 4.

Символ M в классах 1M и 2M есть сокращение от англ. magnification (усиление). У класса 3R буква R взята от англ. relaxation (ослабление). В заключение следует отметить, что отнесение лазера к тому или иному классу определяется не только длиной волны, но и временем, в течение которого осуществляется излучение. Более подробную характеристику классов лазеров см. в нормах ДИН ЕН 60825–1.

24.4. Правила техники безопасности

Правила техники безопасности «Лазерное излучение VBG 93» содержат ряд рекомендаций, основные из которых заключаются в следующем:

- Перед началом эксплуатации лазерных устройств классов 3B и 4 должен быть назначен ответственный за технику безопасности.
- Должны быть четко определены опасные зоны лазерного излучения. При работе с лазерами классов 3B и 4 подступы к таким зонам должны быть обозначены предупредительными табличками или сигнальными лампами, а сами зоны соответствующим образом ограждены.
- Находиться в зоне лазерного излучения разрешается только в специальных защитных очках.
- Лица, находящиеся в зоне лазерного излучения, должны быть проинструктированы касательно правил поведения и соответствующих мер защиты.
- Должны быть приняты необходимо меры по предотвращению пожара или взрыва в результате лазерного излучения.

РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ

Глава 1

1.1. (а) Для интенсивности при $r = 0{,}1$ метра действительно:

$$I = P/A = P/(4\pi r^2) = 8 \text{ Вт/м}^2 \quad \text{и для } r = 1 \text{ м:}$$
$$I = 8 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/м}^2.$$

(б) Интенсивность гелий-неонового лазера составляет при $P' = 1$ мВт:

$$I' = P'/A' = P'/(\pi d^2/4) = 2600 \text{ Вт/м}^2.$$

1.2. (а) Мощность выражена через число фотонов за время N/t:

$$P = Nhf/t.$$

Отсюда:

$$N/t = P/hf = 3{,}2 \cdot 10^{-15} \text{ фотонов/сек.}$$

(б) С $\lambda = 0{,}63$ мкм, $h = 6{,}6 \cdot 10^{-34}$ Дж и $c = 3 \cdot 10^8$ м/с получаем:

$$hf = hc/\lambda = 3{,}1 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 1{,}9 \text{ эВ}$$

1.3. (а) Частота равна: $f = c/\lambda \approx 5 \cdot 10^{-14}$ Гц $= 500$ ТГц и
(б) $f \approx 6 \cdot 10^{14}$ Гц $= 600$ ТГц.

1.4. Энергия составляет для CO_2-лазера:

$$hf = c\lambda = 1{,}9 \cdot 10^{-20} \text{ Дж} = 0{,}12 \text{ эВ}$$

и для аргонового лазера:

$$hf = 3{,}8 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 2{,}1 \text{ эВ.}$$

1.5. Энергии состояний составляют:

$$E_n = \frac{-13{,}6}{n^2} \text{ эВ при } n = 1, 2, 3, 4 \ldots \infty \qquad \text{(рис. 1.6)}$$

В результате получаем:

$$E_1 = -13{,}6 \text{ эВ},$$
$$E_2 = -3{,}4 \text{ эВ},$$
$$E_3 = -1{,}5 \text{ эВ},$$
$$E_4 = -0{,}85 \text{ эВ и}$$
$$E_\infty = 0 \text{ эВ.}$$

Отсюда следует при 1 эВ $= 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Дж и $h = 6{,}62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с:

$$\lambda_{21} = hc/(E_2 - E_1) = 122 \text{ нм} \quad \text{и} \quad \lambda_{32} = 656 \text{ нм.}$$

1.6. Энергия колебательного уровня выражена через:

$$E_v = (v + ½)\, hf \approx (v + ½)\, 0{,}3 \text{ эВ при } v = 0, 1, 2,...$$

На эти состояния накладываются вращательные уровни:

$$E_J = J(J + 1)\, hcB_r \approx J(J + 1)\, 2{,}5 \cdot 10^{-4} \text{ эВ при } J = 0, 1, 2,...$$

С данными значениями можно составить схему вращательно-колебательных уровней.

1.7. $1{,}58 \cdot 10^{19}$ ионов Cr на $см^3$.

1.8. Из $E = hf = h\frac{c}{\lambda}$ и $E = 1{,}2$ эВ $= 1{,}9 \cdot 10^{-19}$ Дж следует как критическая длина волны $\lambda = hc/E = 1$ мкм ($h = 6{,}62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с и $c = 3 \cdot 10^8$ м/с). Выше этой длины волны Si прозрачен.

1.9. Рассмотрим полупроводниковый кубический кристалл с длиной ребра L Электроны проводимости имеют там дискретные длины волн L/n_x, L/n_y, L/n_z, причем n_x, n_y, n_z есть целые числа. Относящиеся сюда волновые векторы составляют:

$$k_x = \frac{2\pi}{L} n_x, k_y = \frac{2\pi}{L} n_y \text{ и } k_z = \frac{2\pi}{L} n_z$$

Тем самым в пространстве импульсов определяются ячейки объемом $(2\pi/L)^3$. Элемент объема в пространстве импульсов выражается через сферу с радиусом k и толщиной dk, то есть: $4\pi k^2 dk$. Число электронных состояний в этом элементе объема составляет: $N = 4\pi k^2 dk/(2\pi L)^3 = 4\pi k^2 V dk/(2\pi)^3$, причем $V = L^3$. Таким образом, плотность состояний будет: $\rho(k) = N/V dk = ½\, k^2/\pi^2$. По принципу исключения Паули это надо умножить на 2: $\rho(k) = k^2/\pi^2$. Величина k волнового вектора может быть пересчитана в энергию $E - E_c = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c}$ Тогда имеет силу: $\rho_c(E) = \rho(k)\, dk/dE$.

1.10. Для $E > E_f$ и $T \to 0$ будет $(E - E_f)/kT \to \infty$ и, следовательно, $f(E) \to 1$.

1.11. Для $E = 0$ имеем: $f(E) = \frac{1}{\exp(-E_f/kT) + 1} < 1$. Для $E = E_f$ будет: $f(E_f) = ½$. Для $E_f \to \infty$ имеем: $f(\infty) \to 0$. Схему см. рис. 1.15.

1.12. Для $E >> E_f$ и $E >> kT$: $f(E) = \exp(-E/kT)$.

Глава 2

2.1 (а) Для коэффициента усиления действительно:

$$G = \frac{P_{вых}}{P_{вх}} = \frac{3 \text{ Вт}}{1 \text{ Вт}} = 3.$$

(б) Зависимость между G и g выглядит таким образом:

$G = e^{gx}$, откуда следует при $x = 5$ см:

$$g = \frac{lnG}{x} = 0{,}22 \text{ см}^{-1}.$$

2.2. Коэффициент усиления составляет:

$$G = e^{0{,}05 \cdot 12} = 1{,}82.\ \text{Приближенно полагаем: } G = 1 + gx = 1{,}6.$$

2.3. Для малых показателей примерно получается: $G = e^{gl} \approx 1 + gl$. Отсюда следует: $g = 0{,}1\ м^{-1}$. Дифференциальное усиление составляет 10 % на метр.

2.4. Для естественного времени жизни действительно ($\tau_1 = 12$ нс, $\tau_2 = 20$ нс):

$$\Delta f = \frac{1}{2\pi}\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}\right) = 21\ \text{МГц}.$$

Эта величина ничтожно мала по сравнению с доплеровским уширением $\Delta f_d = 1{,}5$ ГГц и столкновительным уширением $\Delta f_S = 100$ МГц.

2.5. Для уширения имеет силу:

$$\Delta f = \frac{2f}{c}\sqrt{\frac{2kT\ In2}{m}} = \frac{2}{\lambda}\sqrt{\frac{2kT\ In2}{m}} = 1{,}4 \cdot 10^9\ \text{Гц}$$

($k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К, $m = m_p A = 1{,}66 \cdot 10^{-27} \cdot 20{,}2$ кг $= 3{,}3 \cdot 10^{-26}$ кг, $\lambda = 0{,}63$ мкм).

Эти величины почти равны.

2.6. Для центральной частоты действительно:

$f = c/\lambda = 5 \cdot 10^{14}$ Гц. Тогда область излучения выражена через:

$$f = (5 \cdot 10^{14} \pm 0{,}4 \cdot 10^{14})\ \text{Гц} = 5 \cdot 10^4\ \text{Гц} \pm 8\ \%.$$

Для диапазона длин волн приближенно имеет силу:

$$\lambda = 0{,}60\ \text{мкм} \pm 8\ \% = (0{,}60 \pm 0{,}05)\ \text{мкм}.$$

2.7. Во вторую колонку таблицы плотность мощности I внесена согласно следующему уравнению:

$$I = I_S\left(\frac{g_0 d}{1 - RT} - 1\right).$$

Выходная интенсивность составляет $I_{вых} = I(1 - R)$. Результаты представлены в третьей колонке. Порог наступает при следующем коэффициенте отражения:

$$R = \frac{(1 - g_0 d)}{T} = 0{,}816$$

R	$I_{вх.}$, Вт/см^2	$I_{вых.}$, Вт/см^2
0,816	0	0
0,85	1,97	0,29
0,9	6,94	0,69
0,95	18,98	0,95
0,98	40,5	0,8
0,99	67,1	0,6
1	90	0

Из таблицы выводится оптимальная отражательная способность $R_{опт.} = 0{,}95$ и выходная мощность 9,5 мВт. Следует учесть, что $R = \sqrt{R_1 R_2}$. С $R_2 = 1$ получаем: $R^1_{опт} = R^2_{опт}$.

2.8. Действительно $GTR = 1$ при $T \approx 1$. Отсюда вытекает $R \approx 1/G$, причем $G = e^{gx} \approx 1 + gx = 1 + 0{,}05$, $g = 0{,}1$ м$^{-1}$ и $x = 0{,}5$ м. В итоге получаем $R \approx 95$ % (при условии, что $R = \sqrt{R_1 R_2}$).

2.9. Коэффициент усиления определен через:

$$dI/dx = gI.$$

Зависимость частоты от g описывается посредством функции форм линий $F_d(f)$:

$$g(f) = g(f_{12})\, F_d(f) \quad \text{при} \quad F_d(f_{12}) = 1.$$

Эффект Доплера приводит к сдвигу частоты:

$$f - f_{12} = f_{12}\frac{u}{c} \quad \text{или} \quad u = \frac{f - f_{12}}{f_{12}}c.$$

При подстановке в распределение Максвелла получается:

$$Fd(f) = p(u(f)) = \exp\left(-\frac{mc^2}{2kT}\left(\frac{f - f_{12}}{f_{12}}\right)^2\right).$$

Ширина линий вычисляется из:

$$F_d(f_{12} - \Delta f_d/2) = F_d(f_{12} + \Delta f_d/2) = ½ = e^{-\ln 2}.$$

Получаем:

$$\Delta f_d = \frac{2f_{12}}{c}\sqrt{2kT\ In2/m}$$

После подстановки имеем:

$$F_d(f) = \exp\left(-\left(\frac{2(f - f_{12})}{\Delta f_d}\right)^2 \ln 2\right)$$

2.10. Полные величины населенности складываются из величин населенности N_{ai} и N_{bk} подуровней:

$$N_a = \sum_{i=1}^{g_a} N_{ai} \quad \text{и} \quad N_b = \sum_{k=1}^{g_b} N_{bk}.$$

При допущении равномерного распределения следует:

$$N_{ai} = N_a/g_a \quad \text{и} \quad N_{bk} = N_b/g_b.$$

Тогда вероятность перехода для поглощения выглядит так:

$$dN_b/dt = \sum_{i,k} N_{ai}B_{ik}\rho = (\rho N_a/g_a)\sum_{i,k} B_{ik} = \rho N_a B_{abs}$$

Для индуцированного испускания полагаем:

$$dN_a/dt = \sum_{i,k} N_{bk}B_{ki}\rho = (\rho N_b/g_b)\sum_{i,k} B_{ki} = \rho N_b B_{ind}$$

При $B_{ik} = B_{ki}$ следует:

$$B_{ind} = \frac{g_a}{g_b} B_{abs}.$$

Для основного 1*s*-состояния атома водорода действительно $g_a = 2$, а для возбужденного 2*p*-состояния $g_b = 6$.

2.11. (а) Уравнение (2.43) имеет вид:

$$\frac{dN_2}{dt} \approx W_P N_0 - \frac{N_2}{\tau} - N_2 \sigma c \Phi$$

В стационарном случае имеет силу $\frac{dN_2}{dt} = 0$. Тогда получаем:

$$N_2 = \frac{W_P N_0}{\frac{1}{\tau} + \sigma c \Phi} = \frac{W_P N_0}{\frac{1}{\tau} + \frac{\sigma I}{hf}} = \frac{W_P N_0 \tau}{1 + \frac{\sigma\tau}{hf} I},$$

причем установлено $I = hfc\Phi$ — см. уравнения (1.5) и (1.7)

(б) Для $N_1 = 0$ имеет силу (2.15):

$$g = \sigma \cdot N_2 = \frac{W_P N_0 \tau \sigma}{1 * \frac{\sigma\tau}{hf} I}$$

Для малых сигналов $I \approx 0$ получаем:

$$g_0 = W_P N_0 \tau \sigma.$$

В итоге имеем:

$$g = \frac{g_0}{1 + \frac{\sigma\tau}{hf} I} = \frac{g_0}{1 + \frac{I}{I_S}}, \qquad (2.26)$$

где $I_S = hf/\sigma\tau$. (2.27)

Глава 3

3.1. (а) Импульсная мощность вычисляется следующим образом:

$$P_{max} = \frac{W}{T} = \frac{10 \cdot 10^{-3}}{0{,}5 \cdot 10^{-3}} \frac{\text{Дж}}{c} = 20 \text{ Вт}.$$

(б) При укорочении импульсов до $5 \cdot 10^{-9}$ секунд получаем:

$$P_{max} = \frac{10 \cdot 10^{-3}}{5 \cdot 10^{-9}} \frac{\text{Дж}}{c} = 2 \cdot 10^6 \text{ Вт} = 2 \text{ МВт}.$$

(в) Средняя мощность составляет:

$$P = Wf = 100 \text{ Вт}.$$

3.2. Для связи между частотой f и длиной волны λ действительно:

$$f = c/\lambda.$$

Путем дифференцирования получаем:

$$df = -\frac{c}{\lambda^2} d\lambda .$$

Подстановка первого уравнения во второе дает:

$$df = -\frac{f}{\lambda} d\lambda \quad \text{или} \quad \frac{\Delta f}{f} = -\frac{\Delta\lambda}{\lambda}.$$

3.3. (а) Для аргонового лазера имеет силу $\lambda = 0{,}488$ мкм и $\Delta f = 4$ ГГц. Отсюда вытекает при $f = c/\lambda$:

$$\Delta f/f = \Delta f \cdot \lambda / c = 6{,}5 \cdot 10^{-6}.$$

(б) Для лазера на красителе (родамин 6Ж) действительно: $\lambda = 0{,}6$ мкм и $\Delta f = 80$ ТГц. Отсюда следует:

$\Delta f/f = \Delta f \cdot \lambda / c = 0{,}16 = 16\ \%$.

3.4. Напряженность поля E выражена через интенсивность I (см. уравнение 1.2):

$$I = \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0 / \mu\mu_0}\, E^2$$

В вакууме (или в воздухе) имеет силу: $\varepsilon = \mu = 1$. С $E = 10^{12}$ В/м, $\varepsilon_0 = 8{,}858 \cdot 10^{-12}$ А·с/В·м и $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ В·с/А·м получаем:

$$I = 2{,}66 \cdot 10^{21}\ \text{Вт/м}^2.$$

Интенсивность выражена через $I = P/A$, где $A = d^2\pi/4 = 1{,}96 \cdot 10^{-11}$ м^2. Следовательно,

$$P = I/A = 5 \cdot 10^{10}\ \text{Вт} = 50\ \text{ГВт}.$$

3.5. Ширина полосы лазера на красителе (родамин 6Ж) составляет $\Delta f = 80$ ТГц $= 8 \cdot 10^{13}$ Гц. Тогда получаем:

$$\tau \geq \frac{1}{2\pi\Delta f} = 2 \cdot 10^{-15}\ \text{с} = 2\ \text{пс}.$$

Глава 4

4.1. Давление неона составляет $p_{Ne} = 83$ Па. Отсюда вычисляем плотность потока частиц:

$$N = \frac{6{,}022 \cdot 10^{23} \cdot 83}{0{,}0224 \cdot 10^5} \frac{1}{\text{м}^3} = 2{,}2 \cdot 10^{22}\ \text{м}^{-3}$$

и число атомов в лазерной трубке:

$$n = N \cdot V = 2{,}2 \cdot 10^{22} \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-7} = 3{,}5 \cdot 10^{15}.$$

При мощности $P = 10^{-3}$ Вт в секунду излучается:

$$x = \frac{P}{hf} = \frac{P\lambda}{hc} = 3{,}2 \cdot 10^{15}\ \text{с}^{-1}.$$

Таким образом, каждый атом испускает в секунду примерно 1 фотон:

$$\left(\frac{x}{n} = \frac{3{,}2 \cdot 10^{15}}{3{,}5 \cdot 10^{15}} c^{-1} \approx 1\, c^{-1}\right).$$

4.2. Оболочка $1s^2 2s^2 2p^5$ имеет орбитальный момент $L_R = 1$ и полный спин $S_R = ½$, так как в результате добавления следующего p-электрона образуется заполненная оболочка с полным орбитальным моментом 0 и полным спином 0. Орбитальный момент n — p-электрона составляет $l = 1$, а спин $s = ½$.

Имеем: полный орбитальный момент с $L = L_R + l = 2$, 1 или 0 и полный спин $S = ½ \pm ½ = 1$ или 0. Это соответствует спектроскопическим обозначениям мультиплетов ^1S, ^3S, ^1P, ^3P, ^1D, ^3D. В результате спин-орбитального взаимодействия получается 10 энергетических термов, а именно:

$$^1S_0,\ ^3S_1,\ ^1P_1,\ ^3P_2,\ ^3P_1,\ ^3P_0,\ ^1D_2,\ ^3D_3,\ ^3D_2 \text{ и } ^3D_1.$$

4.3. Усиление составляет $G = 1 + 0{,}005 \cdot 0{,}2 = 0{,}001$. Пороговое условие выглядит так: $GTR = G\sqrt{R_1 R_2}\,T = 1$. При условии, что одно зеркало отражает с $R_2 = 100\ \%$, а пропускание $T = 1$, для выходного зеркала получается: $R_1 > 1/G^2 = 0{,}998$.

4.4. Квантовая энергия красного излучения вычисляется таким образом:

$$hf = \frac{hc}{\lambda} = 6{,}6 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8 / 0{,}63 \cdot 10^{-6}\ \text{Дж} = 3{,}14 \cdot 10^{-19}\ \text{Дж} = 1{,}96\ \text{эВ}.$$

Квантовая эффективность составляет: $\eta = hf/W = 10\ \%$.

4.5. Давление гелия в лазерной трубке составляет примерно 500 Па. При обратной диффузии имеет место наружное давление 10^5 Па. Время на обратную диффузию составит: $t \approx (500/10^5) \cdot 5 \cdot 364$ дня ≈ 9 дней.

4.6. (а) Лазер испускает короткие импульсы (< 100 нс), так как нижний лазерный уровень недостаточно быстро опустошается и прерывает инверсию.

(б) Придется ожидать следующего импульса, пока не будет опустошен нижний лазерный уровень. Для частоты импульсов имеет силу: $f < 1/100$ мкс $= 10$ кГц.

4.7. Для идеальных газов действительно:

$pV = NkT$ при $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К и $T = 1773$ К. Отсюда следует:

$$p = \frac{N}{V} kT = 0{,}2 \text{ Па, причем } n = N/V = 10^{19} \text{м}^{-3}.$$

Глава 5

5.1. Аксиальное магнитное поле B создает лоренцеву силу $F = -e\,(\upsilon \times B)$, причем e есть элементарный заряд, а υ — скорость электронов. Электроны, движущиеся в радиальном направлении, изменяют направление таким образом, что возникает движение по кругу или по спирали. Если дополнительно учитывается аксиальное движение электронов, создаются винтообразные или спиралевидные орбиты. В результате электронный луч задерживается в приосевой зоне.

5.2. (а) Напряжение составляет: $U = E \cdot 80\,\text{см} = 320$ В.

(б) Получают следующие результаты:

ток	$I = i \cdot r^2\pi = 10^3 \cdot 0{,}075^2\,\pi$ А $= 17{,}7$ А
сопротивление	$R = U/I = 18$ Ом
мощность	$P = U \cdot I = 5{,}7$ кВт

(в) Скорость составляет: $v = i/\rho e = 6{,}2 \cdot 10^6$ м/с.

5.3. Повышение температуры выражается через удельную теплоемкость c, нагретую массу m и подведенную энергию Q:

$$Q = cm\Delta T.$$

Разделим это выражение на время t:

$$P = Q/t = c\Delta Tm/t \text{ и получим: } \Delta T = P/(c \cdot (m/t)).$$

С $m/t = 10$ кг/60 сек и $P = 5/5 \cdot 10^{-4}$ Вт $= 10^4$ Вт вычисляем:

$$\Delta T = 14{,}2\ \text{K} \text{ или } \Delta T = 14{,}2\ ^\circ\text{C}.$$

5.4. Получим следующие результаты: средняя мощность

$$P = Ef = 2 \cdot 10^{-3} \cdot 6 \cdot 10^3\ \text{Вт} = 12\ \text{Вт}$$

и пиковая мощность

$$P_S = E/t = 2 \cdot 10^{-3}/2 \cdot 10^{-8}\ \text{Вт} = 100\ \text{кВт}.$$

5.5. He-Cd-лазер испускает красную, зеленую и синюю линии, смешение которых дает белый свет. Путем смешения аргона и криптона можно с помощью ионного лазера также получить белое излучение.

5.6. (а) Речь идет о двухступенчатом электронно-столкновительном возбуждении. Вероятность пропорциональна току, из чего вытекает квадратичная зависимость.

(б) Возбуждение на основе столкновения Пеннинга или обмена зарядами является одноступенчатым.

Глава 6

6.1. Допуская равные величины статистического веса ($g_1 = g_2$), для величин населенности основного состояния (N_1) и лазерного уровня (N_2) имеет силу:

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\Delta E/kT}$$

С $\Delta E = 0{,}15$ эВ и $T = 393$ K и $T' = 1093$ K получаем:

$$N_2/N_1 = 0{,}01 \text{ и } N_2/N_1 = 0{,}2.$$

6.2. Допустим, нижний лазерный уровень имеет квантовое число J. Правило отбора для R-ветви таково: $\Delta J = +1$. Тогда энергией перехода будет:

$$\Delta E_j \sim hcB_r\,[\,(J+1)\,(J+2) - J\,(J+1)\,] = hcB_r\,(2J+2).$$

Нижележащий лазерный уровень заселен $J=2$, что в итоге дает: $\Delta E_{J+2} \sim hcB_r(2J+6)$. В результате получаем разность энергий вращательных линий:

$$\Delta E = \Delta E_{J+2} - \Delta E_J = 4hcB_r \text{ или } \Delta E = hc \cdot 2 \text{ см}^{-1}.$$

6.3. Из $J_m \approx \sqrt{kT/2hcB_r - \frac{1}{2}}$ следует ($k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К, $h = 6{,}62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с):

$$B_r = kT/2hc\,(J^2_m + ½) = 44 \text{ м}^{-1} = 0{,}44 \text{ см}^{-1}.$$

6.4. Представим себе молекулу в виде двух масс, соединенных пружиной. Массы N_2 и CO составляют 28,02 и 28,01 атомных единиц массы. При условии равного коэффициента жесткости пружины получаются тоже почти одинаковые частоты колебаний.

6.5. (а) Энергия в импульсе составляет $E_P = 0{,}1$ Дж, а импульсная мощность $P_P = 10^6$ Вт.

(б) Средняя мощность вычисляется по формуле: $P = n/tE_P = fE_P = 200$ Вт.

6.6. Из схемы энергетических уровней считываем квантовую эффективность около 30 % (для доминантного перехода $\upsilon = 2 \rightarrow \upsilon = 1$). Уравнения реакции имеют вид:

$$F + H_2 \rightarrow H + HF + 132 \text{ кДж/моль и}$$
$$H + F_2 \rightarrow F + HF + 410 \text{ кДж/моль.}$$

Предположим, на каждую молекулу F_2 в среднем приходится 270 кДж/моль. Следовательно, для 1 джоуля требуется $1{,}2{,}7 \cdot 10^5$ моль $= 3{,}7 \cdot 10^{-6}$ моль. Поскольку 1 моль $F_2 = 38$ г, то $m = 1{,}4 \cdot 10^{-4}$ г для 1 джоуля. Если учесть, что примерно 70 % энергии переходит в энергию возбуждения колебательного уровня и квантовую эффективность, то требуемая масса ставится соответственно больше.

Глава 7

7.1. Поскольку время жизни на нижнем уровне больше времени жизни на верхнем уровне, то инверсия быстро прерывается. Тогда при лазерном излучении имеет место импульсное возбуждение в наносекундном диапазоне. Частота следования импульсов должна быть настолько низкой, чтобы между импульсами достигалось опустошение нижнего лазерного уровня. На практике генерируются импульсы шириной в наносекундном диапазоне и частотой следования до нескольких сотен герц. Более высокие частоты требуют быстрого газообмена.

7.2. При продольном разряде будет $U = 500$ кВ, а при поперечном $U = 4$ кВ, если расстояние между электродами составляет 4 мм.

7.3. Длительность лазерного импульса:

$l = c \cdot \Delta t = 3 \cdot 10^8 \cdot 20 \cdot 10^{-9}$ м $= 6$ м — такой импульс способен пройти через резонатор до 5 раз.

7.4. Для порога лазерного излучения имеет силу: $GRT \geq 1$. С $G = e^{gx} = 5{,}9 \cdot 10^9$ и $T \approx 1$ получаем: $R \approx 1/G \approx 1{,}7\ \ 10^{-10}$. Лазер функционирует, следовательно, как сверхизлучатель даже без зеркала резонатора.

7.5. Для энергии импульсов E вычисляем:

$$E = P_S \cdot \tau \approx 20 \text{ нс} \cdot 15 \text{ МВт} = 0{,}3 \text{ Дж (вместо 1 Дж)}.$$

Средняя мощность составляет:

$$\bar{P} = P_S \cdot \tau \cdot g \approx 20 \text{ нс} \cdot 15 \text{ МВт} \cdot 100 \text{ Гц} = 30 \text{ Вт (вместо 20 Вт)}.$$

Эти данные не совсем точно согласуются друг с другом. Причина: указываются типовые характеристики разных лазерных систем.

7.6. Волновое число излучения 308 нм составляет 32 468 $см^{-1}$. Для антистоксовой линии получаем:

$$E_{AS} = 32\,468 \text{ см}^{-1} + 4\,155 \text{ см}^{-1} = 36\,623 \text{ см}^{-1}$$

и для стоксовой линии:

$$E_S = 32\,468 \text{ см}^{-1} - n \cdot 4\,155 \text{ см}^{-1} = 28\,313 \text{ см}^{-1},\ 24\,158 \text{ см}^{-1} \text{ и } 20\,003 \text{ см}^{-1}.$$

Соответствующие длины волн равны:

$$\lambda_{AS} = 273 \text{ нм} \quad \text{и} \quad \lambda_S = 353 \text{ нм, } 414 \text{ нм и } 500 \text{ нм}.$$

Для 249 нм имеем результат:

$$\lambda_{AS} = 226 \text{ нм} \quad \text{и} \quad \lambda_S = 278 \text{ нм, } 314 \text{ нм и } 361 \text{ нм}.$$

Эти данные находятся в полном соответствии с рис. 7.6.

7.7. Учитывается только энергия испарения:

$$Q = L_\rho V = L_\rho dA, \text{ значит:}$$
$$d = Q/(L_\rho A) = 23 \text{ мкм}.$$

Глава 8

8.1. Диаметр фокуса составляет: $d = 2f\Theta = 0{,}1$ мм. Время жизни вычисляем по формуле: $t = d/v = 2$ мкс. Время жизни триплета равно 10–100 мкс. Молекулы красителя быстро обновляются потоком — следовательно, долгая жизнь триплета никакой роли не играет, и сколько-нибудь существенного триплетного поглощения не происходит.

8.2. При квантовой эффективности = 1 коэффициент полезного действия составляет:

$$\eta = \frac{hf_1}{hf_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = 58\ \%.$$

8.3. Длинный резонатор с плоским зеркалом дает луч небольшой расходимости. Для вывода используется плоское зеркало (1). Параллельный луч посредством вогнутого зеркала (2) наводится на фокус при $f_1 = R_1/2$. Вогнутое зеркало (3) образует фокальное пятно с ретроотражением изображения 1:1. При этом фокальное пятно отстоит от зеркала (3) на расстояние $2f_2 = R_2$. Можно выбрать, например, следующие данные: $f_1 = 5$ см, $f_2 = 2{,}5$ см. Тогда плечо резонатора между вогнутыми зеркалами имеет длину 10 см, а фокус располагается как раз посередине.

8.4. Волна лазерного излучения проходит лишь в одном направлении, так что не возникает стоячих волн, способных привести к «пространственному выгоранию провалов» (англ. spatial hole burning). Благодаря этому удается избежать скачков моды. Получается одномодовый лазер относительно высокой мощности.

8.5. Ширина полосы лазера составляет:

$$\Delta f = f_1 - f_2 = c\,(1/f_1 - 1/f_2) = 7{,}6 \cdot 10^{13}\ \text{Гц}.$$

Длительность импульсов для синхронизации мод вычисляется по формулам (3.4) или (17.8):

$$\tau \geq 1/(2\pi\Delta f) = 2 \cdot 10^{-15}\ \text{с} = 2\ \text{фс}.$$

Глава 9

9.1. (а) Плотность Cr_2O_3 составляет $\rho_{CrO} = 0{,}0005 \cdot \rho = 8 \cdot 0{,}002$ г/см^3. Отсюда вычисляется атомная плотность Cr:

$$N_{Cr} = N\rho_{Cr}/A = 1{,}6 \cdot 10^{19}\ \text{см}^{-3}.$$

Максимальная плотность энергии составляет при $h = 6{,}6 \cdot 10^{-34}$ Дж·с и $c = 3 \cdot 10^8$ м/с:

$$N_{Cr} hf = N_{Cr} hc/\lambda = 4{,}5\ \text{Дж/см}^3.$$

Речь идет о трехуровневом лазере, поэтому при полной инверсии населенностей не более половины атомов будут способствовать формированию импульса лазерного излучения. Следовательно, может отдаваться энергия лазерного излучения максимум 2,3 Дж/см^3.

(б) Объем стержня лазера составляет $V = l\pi d^2/4 = 0{,}35$ см^3. Тогда энергия в импульсе будет равна:

$$E = 0{,}35 \cdot 2{,}3\ \text{Дж} = 0{,}80\ \text{Дж}.$$

(в) Пиковая мощность (для прямоугольного импульса) составляет:

$$P = E/t = 0{,}8\ \text{Дж}/10\ \text{нс} = 80\ \text{МВт}.$$

Интенсивность в лазерном луче равна:

$$I = P/A = 80\ \text{МВт}/(\pi d^2/4) = 1{,}1\ \text{ГВт/см}^2.$$

9.2. Волновое число показывает число длин волн на сантиметр. Длина волны линии R_1 составляет 694,3 нм $= 6{,}943 \cdot 10^{-5}$ см. Волновое число есть обратная величина: 14 403 см$^{-1}$. Так как волновое число есть мера энергии, его изменение носит аддитивный характер. Верхний уровень R_2 имеет, таким образом, волновое число = 14 432 см$^{-1}$. Этому соответствует длина волны 692,9 нм.

9.3. Пороговая инверсия (см. уравнение (2.45)) составляет :

$N_2 - N_1 = (1 - RT)/(\sigma d) = 6 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$ (при $R = \sqrt{R_1 R_2} = 0{,}894$ и $T \approx 1$).

9.4. Интенсивность насыщения составляет:

$$I_S = \frac{hf}{\sigma_{21}\tau} = \frac{hc}{\lambda\sigma_{21}\tau} = 2{,}3 \cdot 10^7 \text{ Вт/м}^2.$$

Мощность насыщения составляет:

$$P_S = I_S A = I_S \frac{\pi}{4} d^2 = 1{,}2 \text{ кВт}.$$

Поступившая в усилитель мощность должна быть заметно выше (например, в два раза), чем мощность насыщения, чтобы можно было извлечь накопленную в усилителе энергию.

9.5. (а) Запасенная в конденсаторе энергия составляет:

$E_C = CU^2/2 = 5$ Дж, из которых в импульсе лазерного излучения появится 1 %:

$$E = 50 \text{ мДж}.$$

Импульсная мощность вычисляется следующим образом:

$$P = E/\tau = 50 \cdot 10^{-3} \text{ Вт} \cdot \text{с}/0{,}1 \ \ 10^{-3} \text{ с} = 500 \text{ Вт}.$$

(б) Для средней мощности при $f = 10$ Гц получается: $\bar{P} = Ef = 0{,}5$ Вт.

9.6. (а) Энергия в импульсе составляет: $E = 0{,}015 \cdot 1$ Дж $= 15$ мДж. Отсюда получаем:

— энергия импульсов $P = E/(0{,}2 \text{ мс}) = 75$ Вт

— средняя мощность $\bar{P} = Ef = (20 \text{ Гц})\ E = 0{,}3$ Вт.

(б) Для импульсов 5 нс имеем:

$$E = 15 \text{ мДж}, \ P = E/(5 \cdot 10^{-9} \text{ с}) = 3 \text{ МВт} \ \text{ и } \ \bar{P} = 0{,}3 \text{ Вт}.$$

9.7. Для эллипса действительно: $b^2 = a^2 - c^2$ ($2c$ — фокусное расстояние, $2a$ — большая полуось, $2b$ — малая полуось). В тексте задания указано: $2c = 10$ мм и $a/b = 1{,}15$. Отсюда следует: $2a = 20{,}2$ мм и $2b = 17{,}6$ мм.

9.8. (а) Время жизни 5,3 мс на нижнем лазерном уровне слишком долгое.

(б) Показатель поглощения в воде и ткани достаточно высок, так что глубина проникновения составляет всего несколько микрометров. Следовательно, под действие лазерного излучения попадают только очень тонкие слои на поверхности ткани. При достаточно большой поглощенной энергии лазерного излучения происходит сильный нагрев поверхностных слоев, которые затем быстро испаряются и уносятся — без нагревания находящейся под ними ткани. Осуществляемое таким способом удаление тонких слоев (отслоение) называется «абляцией».

9.9. В обеих системах Cr^{3+} есть активная среда лазера. Лазер на рубиновом стержне — трехуровневый, его нижний уровень является основным состоянием. Лазер на александрите имеет аналогичный лазерный переход. Дополнительно существует непрерывно перестраиваемый переход, соответствующий четырехуровневой системе. Основной уровень этого перехода, в отличие от основного уровня рубинового лазера, расщеплен.

9.10. Время жизни на верхнем лазерном уровне составляет при комнатной температуре всего 3,2 мкс. Связанные с этим значительные потери требуют высокой интенсивности накачки, достигаемой в большинстве случаев с помощью непрерывных аргоновых лазеров либо лазеров с удвоенной частотой Nd: ИАГ с неодимом. Возможно также возбуждение с применением лампы-вспышки, но в этом случае необходимы высокие

световые мощности, которые могут генерироваться только короткими электрическими импульсами. Это быстрое электрическое возбуждение с высокими плотностями мощности требует наличия специальных ламп-вспышек — так же, как при лазерах на красителях с ламповой накачкой. Срок службы таких ламп относительно невысок, так что к Ti-сапфировым лазерам с ламповой накачкой прибегают редко. Лазер имеет полосу поглощения порядка 500 нм, поэтому для накачки пригодны аргоновый лазер и лазер с удвоенной частотой Nd: ИАГ.

Глава 10

10.1. Нет! Кремний — полупроводник с непрямыми переходами, то есть при рекомбинации электронов и дырок в p — n-переходе получается совсем мало света: вместо света образуется тепло. (Существуют так называемые лазеры на Si-базе, причем речь идет не о лазерах в собственном смысле этого слова, а о нелинейных преобразователях частоты — комбинационных лазерах) — см. п.19.5.

10.2. Благодаря окислению алюминия удается избежать повреждения выходных торцев полупроводникового лазера.

10.3. $I_S = 10 \text{ мА} \cdot e^{10/100} \approx 11 \text{ мА}$.

10.4. $\sin \Theta_x \approx 0{,}8$; $\sin \Theta_y \approx 0{,}16$.

10.5. Устройство из двух перекрестных цилиндрических линз с разными фокусными расстояниями или устройство из одной нормальной линзы и одной цилиндрической линзы.

10.6. $M^2_x = 1$; $M^2_y = 20$

10.7. $R = \left(\frac{3{,}6-1}{3{,}6+1}\right)^2 \approx 32\ \%$ при $n_{GaAs} = 3{,}6$.

Коэффициент отражения может быть уменьшен за счет просветления четвертьволновым слоем с $n = \sqrt{3{,}6} \approx 1{,}9$

10.8.

$$\Delta f = \frac{c/n}{2L} = 10^{11} \text{ Гц при } f = 4 \cdot 10^{14} \text{ Гц},$$

$$\Delta\lambda = \lambda \frac{\Delta f}{f} = \frac{750 \text{ нм}}{4 \cdot 10^3} \approx 0{,}19 \text{ нм},$$

$$N = \frac{50 \text{ нм}}{\Delta\lambda} \approx 250.$$

10.9. Дифракционные решетки DFB (с обратной связью) или внешние резонаторы с отражательными решетками

10.10.

$$N = 1,\ \Delta f = 40 \text{ нм}$$
$$\Delta f = 2 \cdot 10^{13} \text{ Гц}$$
$$L \approx 2 \text{ мкм}$$

Расчет коэффициентов отражения:

$$RG = R \exp(100 \cdot 2 \cdot 10^{-14}) = R \cdot 1{,}02 = 1$$

$$R = 0{,}98 = \sqrt{R_1 R_2}$$

$$R_1 = 1, \quad R_2 = 0{,}96.$$

10.11. Для тока действительно (см. рис. 10.12):

$$I = I_{\text{терм}} + \Delta I = I_{\text{терм}} + \frac{e\lambda\Delta P}{nc\eta_{\text{дифф}}} = 30\ \text{мА} + 12{,}5\ \text{мА} = 42{,}5\ \text{мА}$$

Напряжение вычисляют следующим образом:

$$U = U_{\text{терм}} + RI = \frac{hc}{\lambda e} + RI = 1{,}59\ \text{В} + 0{,}17\ \text{В} = 1{,}76\ \text{В}.$$

Отсюда следует: $P_{\text{el}} = UI = 74{,}8$ мВт.

Глава 11

11.1. Из уравнений $E_n = -(13{,}6\ \text{эВ})\, Z^2/n^2$ и $\lambda = hc/E$ получаем для перехода от $n = 3$ к $n' = 2$ ($1\ \text{эВ} = 1{,}6 \cdot 10^{-14}$ Дж, $h = 6{,}62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с):
H ($Z = 1$): $\lambda_H = 656$ нм, He^+ ($Z = 2$): $\lambda_{He+} = 164$ нм, C^{5+} ($Z = 5$): $\lambda_{C5+} = 26$ нм, Al^{11+} ($Z = 11$): $\lambda_{Al11+} = 54$ нм. Разница (для C^{5+} и Al^{11+}) с данными из таблицы 11.2 выражена через релятивистские эффекты быстро циркулирующих в атомах электронов. Это не учитывается в используемом уравнении модели атома Бора.
11.2. Период ондулятора выбирается как $L = 1$ см. Тогда энергия E вычисляется по формуле $\gamma = \sqrt{L/2\lambda} \approx 220$ с результатом $E = 0{,}551\ \text{МэВ} \cdot \gamma = 121$ МэВ. Расходимость пучка составляет $\Theta = 1/\gamma = 4{,}5$ мрад.

Глава 12

12.1. Для TEM_{00}-моды действительно: $I/I_{max} = \exp(-2r^2/w^2)$.
(а) Для $r = w$ получаем: $I/I_{max} = e^{-2} = 0{,}135 = 13{,}5\ \%$.
(б) Для $r = 2w$ получаем: $I/I_{max} = e^{-8} = 0{,}0003 = 0{,}03\ \%$.
12.2. Мощность P определяют на основе интенсивности I путем интегрирования: $P = \int I dA$.

Элемент поверхности dA в цилиндрических координатах составляет: $dA = 2\pi r dr$, а интенсивность $I = I_{max} \exp(-2r^2/w^2)$. В пределах радиуса пучка w получаем $P' = \int_0^w I_{max} \exp(-2r^2/w^2)\, 2\pi r dr = I_{max}(1 - \exp(-2))\, \pi w^2/2$. Полная мощность составляет: $P = \int_0^\infty I_{max} \exp(-2r^2/w^2)\, 2\pi r dr = I_{max} \pi w^2/2$. Следовательно, имеем: $P/P' = 86{,}5\ \%$.
12.3. Средняя плотность мощности вычисляется с $w = 0{,}35$ мм и $P = 0{,}04$ Вт как: $I = P/w^2\pi = 103$ кВт/м^2. Максимальную плотность мощности получаем на основе: $P = \int_0^\infty I_{max} \exp(-2r^2/w^2)\, 2\pi r dr = I_{max} \pi w^2/2$. Результат: $I_{max} = 2P/w^2\pi = 206$ кВт/м^2.
12.4. Имеет силу: $P = \int_A I dA = \int_0^\infty I_{max} \exp(-2r^2/w^2)\, 2\pi r dr = I_{max} \pi w^2/2$. Отсюда следует: $I_{max} = 2P/\pi w^2$.
12.5. Имеет место: $w = w_0\sqrt{1 + z^2/z_R^2} = w_0\sqrt{1 + z^2\lambda^2/\pi^2 w_0^4}$ при $w = 0{,}3$ мм, $z = 500$ мм, $\lambda = 0{,}63$ мкм $= 0{,}63 \cdot 10^{-3}$ мм. Отсюда вычисляем:

$$w_{01/2}^2 = \frac{w^4}{4} \pm \sqrt{\frac{w_2}{4} - \frac{z^2\lambda^2}{\pi^2}}$$ и $w_{01} = 0{,}49$ мм, $w_{02} = 0{,}08$ мм.

12.6. Доказательство: формула рэлеевской длины $z_R = \pi w^2_0/\lambda$ зависит только от w_0. То же самое относится и к углу дивергенции $\Theta = \lambda/\pi w_0$.

12.7. (а) Имеем: $\Theta = \lambda/\pi w_0 \approx 5{,}7 \cdot 10^{-4}$ рад ($w_0 = 0{,}35$ мм, $\lambda = 0{,}63$ мкм).

12.8. Параллельный оси луч наводится на фокус. Луч, отклоненный под углом Θ, с w'-сдвигом в сторону наводится на фокальную плоскость:

$w' = f \tan \Theta = f\Theta$ (= радиус фокального пятна).

Для угла дивергенции Θ лазерного пучка справедливо $\Theta = \lambda/(\pi w_0)$, откуда вытекает:

$$w' = f\lambda/(\pi w_0).$$

12.9. (а) Для радиуса пучка на сетчатке глаза имеет силу:

$w' = \lambda f_{\text{глаза}}/(\pi w_0)$. При $w_0 = 1$ мм получаем: $w' = 3{,}9$ мкм.

(б) Для плотности мощности I действительно: $I = P/A$ при $P = 1$ Вт и $A = w'^2\pi$. В результате имеем: $I = 2{,}1\ 10^{10}$ Вт/м^2.

12.10. Три неизвестных параметра a, a' и f определяются на основе $a - a' = D$, а также с использованием уравнений (12.33) и (12.34)!

12.11. Для диаметра пучка справедливо следующее:

$$d_f = \frac{2 \cdot f \cdot \lambda}{\pi \cdot w_L} = \frac{2 \cdot 0{,}15\,м \cdot 10{,}6 \cdot 10^{-6}\ \text{м}}{\pi \cdot 5 \cdot 10^{-3}\ \text{м}} = 0{,}2\ \text{мм}.$$

Плотность мощности I и глубина резкости t вычисляются так:

$$I = \frac{P}{A} = \frac{1000\ \text{Вт} \cdot 4}{\pi \cdot d_f^2} = \frac{1000\ \text{Вт} \cdot 4}{\pi \cdot (0{,}2\ \text{мм})^2} = 3{,}2 \cdot 10^{10}\ \frac{\text{В}}{\text{м}^2} \quad \text{и}$$

$$t = \pm\frac{\pi \cdot w_f^2}{\lambda} = \pm\frac{\pi(0{,}1 \cdot 10^{-3}\text{м})^2}{10{,}6 \cdot 10^{-6}\ \text{м}} = \pm 3\ \text{мм}.$$

12.12. Для системы по Кеплеру действительно: $2/0{,}7 = 2{,}9 = f_2/f_1$. Фокусное расстояние линзы может выбираться свободно. При $f_1 = 3$ см следует $f_2 = 8{,}7$ см. Для твердотельных лазеров во избежание воздушных пробоев в фокусе применяется система Галилея: значение f_1 должно быть отрицательным. В этом уравнении надо использовать абсолютные величины, и тогда при $f_1 = -3$ см получим: $f_2 = 8{,}7$ см.

12.13. Фокальная плоскость объектива составляет $f \approx 200$ мм/40 = 5 мм, причем 200 мм примерно соответствует длине тубуса микроскопа, в котором данный объектив обычно используется. В качестве нижней предельной величины диаметра полагаем: $d > 2f\lambda/\pi w = 3$ мкм; см. здесь также уравнение (12.40).

12.14. Угол дивергенции лазерного пучка составляет $\Theta \approx 50/3{,}8 \cdot 10^8 \approx 10^{-7}$. Тогда для радиуса шейки пучка имеем: $w_0 = \lambda/\pi\Theta = 2$ м. Следовательно, данная система может состоять из зеркального телескопа с радиусом зеркала более 2 м.

12.15. При затухании $D = 10$ дБ/км · 2 м = 0,02 дБ, откуда выводим: $I/I_0 = 10^{-D/10} =$

$$= 10^{-0{,}002} = 99{,}5\ \%\ \ (97{,}7\ \%).$$

12.16. (а) Для пропускания после 10 м получается: $T = \exp(-0{,}03 \cdot 10) = 74\ \%$ (= 5 % для 100 м).

(б) При длине 10 м затухание составляет: $D = 10 \log 1| T1{,}3$ дБ. Тогда получаем: 130 дБ/км.

12.17. (а) Диаметр D в фокусе линзы при $f = 5$ см, $\lambda = 1{,}06$ мкм и $w_0 = 2{,}5$ мм составляет:

$$D = 2w'_0 = \frac{2f\lambda}{\pi w_0} = 13{,}6 \text{ мкм}.$$

(б) Для длины фокуса получаем:

$$d = \pm\frac{\pi w'^2_0}{\lambda} = 135 \text{ мкм}.$$

(в) Фокус располагается перед волокном, которое должно по возможности равномерно высвечиваться. Средняя плотность мощности I составляет при $P = 100$ Вт: $I = P/A = P/w^2_0\pi = 5{,}1$ МВт/м^2.

(г) Максимальный угол входа в волокно вычисляется таким образом: $\tan\alpha = w_0/f \rightarrow \alpha = 2{,}9°$. Апертура волокна составляет: $\sin\alpha' = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \rightarrow \alpha' = 23°$.

12.18. Плотность энергии H выражена через $H = Pt/A = Pt/r^2\pi$ при $P = 10^5$ Вт, $H = 20$ Дж/см^2, $r = 0{,}3$ мм. Отсюда вытекает $t = 0{,}6$ мкс.

(а) Порог прочности составляет $H = Q/r^2\pi$ при $H = 60$ Дж/см^2 и $r = 25$ мкм. Отсюда вычисляем импульсную энергию: $Q = 1{,}1$ мДж.

(б) Мощность импульсов рассчитываем по формуле: $P = Q/t$. При $t = 100$ мкс (10 нс) следует: $P = 11$ Вт (110 кВт).

Глава 13

13.1. Согласно уравнению (13.1), имеет силу: $L = q\lambda/2 = qc/(2f)$.
После дифференцирования получаем: $dL/L = -df/f \rightarrow |dL| = df/fL$.
При $f = c/\lambda = 4{,}75 \cdot 10^{-14}$ Гц ($\lambda = 632$ нм) следует: $|dL| = 1$ нм.

13.2. Число n продольных мод примерно выражается через ширину линии Δf_L, деленную на межмодовый интервал (разнесение мод) $\Delta f = c/2L$. Гелий-неоновый лазер (ширина линии $\Delta f_L = 1{,}5$ ГГц по таблице 2.2):

$$n = 1 = \frac{2L\Delta f_L}{c} \rightarrow L \approx \frac{c}{2\Delta f_L} = 0{,}1 \text{ м},$$

CO_2-лазер (ширина линии $\Delta f_L = 60$ МГц по таблице 2.2):

$$L \approx 2{,}5 \text{ м}.$$

13.3. (Половинный) угол дивергенции выражен через $\Theta = \lambda/(\pi w_0)$, причем (приближенно) $w_0 = 0{,}35$ мм. С $\lambda = 632$ нм получаем $\Theta = 0{,}57\ 10^{-3} = 0{,}57$ мрад. На расстоянии $x = 10$ м (от шейки пучка) вычисляется диаметр пучка: $D = 2 \cdot \Theta \cdot x = 11{,}4$ мм.

13.4. Имеем: $R_1/2 + R_2/2 = f_1 + f_2 = L$. Тогда будет: $g_1 + g_2 = (1 - R_1/L) + (1 - R_2/2) = 0$. Резонаторы с $g_2 = -g_1$ находятся в неразрешенной области диаграммы устойчивости, то есть для них невозможно вычислить действительный диаметр пучка. Здесь нет гауссова пучка, сконцентрированного вокруг оси резонатора.

13.5. С помощью уравнений (13.13), (13.14), (13.17) и (13.18) получаем: $w_1 = 0{,}35$ мм, $w_2 = 0{,}40$ мм, $w_0 = 0{,}36$ мм и $t_1 = 107$ мм.

13.6. На основе уравнений резонатора вычисляем: $2w_0 = 0{,}63$мм и $2w_1 = 2w_2 = 0{,}90$ мм.

13.7. Для потерь резонатора приближенно полагаем: $\sigma = 1 - R = 0{,}005$. Полуширина df составляет:

$$df = \frac{c}{2\pi L}\delta = 0{,}24 \text{ МГц}.$$

13.8. Уравнение стабильности выглядит так: $0 \le g_1 g_2 \le 1$, откуда следует, что при $L \ge 1{,}2$ м и $L \le 0{,}4$ м лазер нестабилен.

13.9. Из рис. 13.12 для TEM_{00}, например, при $\Delta_B = 0{,}37$ % берем число Френеля $F = \alpha^2/L\lambda \approx 0{,}4$. Отсюда получаем для диаметра модовой диафрагмы $2\alpha = 2\sqrt{0{,}5 \cdot L\lambda} = 0{,}9$ мм. Таким образом, TEM_{01}-мода и высшие моды сильно подавляются. Но и основная мода TEM_{00} при $F = 0{,}5$ имеет еще около 20 % потерь. Следовательно, лучше выбрать несколько больший диаметр модовой диафрагмы, так чтобы потери TEM_{00} стали меньше 1 % — например, для $F = 0{,}8$. Тогда и потери для TEM_{01}-моды достаточно велики для их подавления.

13.10. Имеем: $\Delta_g = 1 - 1/M^2 \Rightarrow M = 1{,}12$. Соотношение диаметров зеркал составляет, следовательно: $D/d = 1{,}12$. Для радиусов кривизны зеркал действительно: $R_1 = 2ML/M - 1 = 18{,}7$ м и $R_2 = 16{,}7$ м.

Глава 14

14.1. При нормальном падении луча для коэффициента отражения справедливо:

$$R = \left(\frac{1 - n_1/n_2}{1 + n_1/n_2}\right)^2 = 0{,}04 \quad (n_1 = 1,\ n_2 = 1{,}5).$$

От второй границы раздела ($n_1 = 1{,}5$, $n_2 = 1$) также отражается 4 %. Полное отражение составляет около 8 %.

14.2. Для угла Брюстера имеем: $\tan \Theta_1 = n$, $\Theta_1 = 56{,}3°$. По закону преломления: $\sin \Theta_1 = n_2 \sin \Theta_2$ следует: $\Theta_2 = 33{,}69°$ и $\Theta_1 + \Theta_2 = 90°$. Тогда получаем: $R_P = 0$ и $R_S = \sin^2(\Theta_1 - \Theta_2) = 0{,}148 = 14{,}8$ %.

14.3. Плотность слоя составляет $nd = \lambda/4$. Отсюда вычисляем: $d = 0{,}095$ мкм и $R = ((1{,}51 - 1{,}38^2)/(1{,}511 + 1{,}38^2))^2 = 1{,}3$ %. Для полного просветления потребуется: $n' = \sqrt{n_2} = 1{,}23$. Однако подходящего напыляемого материала со столь малым показателем преломления пока не предлагается.

14.4. Из приближенного уравнения $R \approx 1 - 4n_1 n_2/n^2 (n'/n)^{2m}$ следует при $m = 3$, $n_1 = 1$, $n_2 = 1{,}5$, $n = 2{,}15$ и $n' = 1{,}46$: $R = 88$ %.

Толщина слоев составляет: $\lambda/4n = 0{,}065$ мкм и $\lambda/4n' = 0{,}115$мкм.

Глава 15

15.1. На основе $\tan \Theta_B = n$ получаем для угла между эталоном окна и направлением излучения: $\Theta_B = = 56{,}7°$.

15.2. Для пропускания поляризатора имеет силу: $T=\cos^2\alpha$. Следовательно, поляризаторы при необходимости тоже могут пропускать 50 %. Таким образом. пропускание после первого, второго и третьего поляризаторов составит 50 %, 25 % и 12,5 %.

15.3. (а) Толщину пластинки полагаем: $d=m\lambda/n_1=m\lambda/n_2+(x+¼)\lambda/n_2=$ при $x=0$, 1, 2,... Отсюда следует: $m=(x+¼)\dfrac{n_1}{n_2-n_1}$ При $x=0$ имеем:

$$m=42{,}42 \text{ и } d=16{,}18 \text{ мкм}.$$

(б) При $x=8$ получается:

$$m=1399{,}96 \text{ и } d=0{,}53398 \text{ мм}.$$

15.4. При вводе линейно поляризованного света направление поляризации поворачивается под углом α, причем угол поворота пластинки есть 2α.

15.5. Должен вводиться поляризованный свет с углом 45° между направлением поляризации и осью кристалла.

Глава 16

16.1. Угол отклонения Δ равен двойному углу Брэгга $\Delta=2\Theta$ при $\sin\Theta=\dfrac{\lambda}{2\Lambda}$.

Длина ультразвуковой волны Λ выражена через частоту f и скорость звука v как $\Lambda=v/f$:

$$\sin\Theta=\frac{\lambda f}{2v}\Rightarrow v=\frac{\lambda f}{2\sin\theta}=5\,900 \text{ м/с}.$$

16.2. Для длины l действительно: $l=m\lambda/n=(m+½)\,\lambda/(n+\Delta n)$. Отсюда вытекает: $m=nl/\lambda$ и $\Delta n=(m+½)\,\lambda/l-n=\lambda/2l=1{,}25\cdot10^{-5}$.

16.3. Получаем: $U½=\lambda d/2n^3rl=570$ В, тогда: $\Delta n=n^3rU½/d=\lambda/2l=1{,}57\ \ 10^{-5}$.

16.4. Для интенсивности насыщения действительно:
$I_S=hf/(\sigma\tau)=hc/(\lambda\,\sigma\tau)=2\cdot10^{11}$ Вт/м^2.

Глава 17

17.1. (а) Импульсная мощность составляет:

$$P=\frac{10^{-2}}{0{,}5\cdot10^{-3}} \text{ Дж/с}=20 \text{ Вт}.$$

(б) В режиме генерации лазера с модулированной добротностью импульсная мощность возрастает до:

$$P_Q=\frac{10^{-2}}{5\cdot10^{-9}}=\text{Вт}=2 \text{ МВт}.$$

(в) Средняя мощность составляет:

$$P_{\text{средняя}}=fW=1 \text{ Вт}.$$

17.2. Минимальная длительность импульсов выражена через время прохождения света в резонаторе: $\tau \approx 2L/c = 7$ нс и 2 нс.

17.3. Достижимая длительность импульсов составляет:

$$\tau > K/\Delta f = 2 \text{ пс при } K = 0{,}4.$$

Импульсы имеют интервал:

$$T = \frac{2L}{c} = 10^{-8} \text{ с} = 10 \text{ нс}.$$

Частота следования импульсов равна:

$$f = 10^8 \text{ Гц} = 100 \text{ МГц}.$$

Так как в течение одного периода электрического напряжения возбуждения наступают два максимума пропускания, то электрическое напряжение будет иметь только половину частоты $f_m = 50$ МГц.

17.4. Аналогично заданию 17.3 справедливо:

$$\tau = 100 \text{ пс}; \; f_m = 75 \text{ МГц}.$$

17.5. Сдвиг фаз:

$$\boldsymbol{\Phi} = -\boldsymbol{n}\frac{2\pi}{\lambda_{vac}}\boldsymbol{d} = -(\boldsymbol{n}_0 + \boldsymbol{n}_2\boldsymbol{I}(t))\frac{2\pi}{\lambda_{vac}}\boldsymbol{d}$$

изменение частоты в зависимости от времени:

$$\boldsymbol{f}(t) - \boldsymbol{f}_0 = \frac{1}{2\pi}\frac{\boldsymbol{d}\Phi}{\boldsymbol{dt}} = \frac{\boldsymbol{n}_2}{\lambda_{vac}}\frac{\boldsymbol{dI}(t)}{\boldsymbol{dt}}\boldsymbol{d},$$

максимальное изменение частоты:

$$\Delta\boldsymbol{f} \approx \pm\frac{\boldsymbol{n}_2}{\lambda_{vac}}\frac{\boldsymbol{I}_{\max}}{\tau_P/2}\boldsymbol{d}.$$

Полоса частоты импульса уширяется посредством Δf. Если при этом речь идет о четком уширении, то импульсы могут укорачиваться, например, компрессором с дифракционной решеткой, до меньшей длительности $\tau_P \approx \frac{1}{2}\Delta f$.

17.6. Произведение от умножения импульса на ширину полосы:

$$\tau = \frac{0{,}31}{\Delta\boldsymbol{f}} = \frac{0{,}31}{\boldsymbol{c}(1/\lambda_{\min} - 1/\lambda_{\max})} = \frac{0{,}31}{\boldsymbol{c}((1/0{,}7\cdot10^{-6} \text{ м}) - (1/0{,}9\cdot10^{-6} \text{ м}))} \approx 3 \text{ фс}.$$

17.7. Наложение N соседних аксиальных мод согласно уравнению (17.7) с постоянной амплитудой E_q и фазой $\phi_q = 0$ дает в комплексной записи:

$$\boldsymbol{E}(t) = \frac{\boldsymbol{E}_1}{2}\sum_{n=1}^{N}\exp \boldsymbol{i}\,(\omega_0 + \boldsymbol{n}\Omega)\,\boldsymbol{t} + \boldsymbol{c.c.} = \frac{\boldsymbol{E}_1}{2}\exp \boldsymbol{i}\omega_0\boldsymbol{t}\cdot\sum_{n=1}^{N}\exp \boldsymbol{in}\Omega\boldsymbol{t} + \boldsymbol{c.c.}$$

где $\omega = 2\pi q_0/T$ и $= 2\pi/T$. Полученная здесь сумма представляет собой геометрическую прогрессию, которая может накапливаться следующим образом:

$$\boldsymbol{E}(t) = \frac{\boldsymbol{E}_1}{2}\exp \boldsymbol{i}\,(\omega_0 + \Omega)\,\boldsymbol{t}\frac{1 - \exp(\boldsymbol{iN}\Omega\boldsymbol{t})}{1 - \exp(\boldsymbol{i}\Omega\boldsymbol{t})} + \boldsymbol{c.c.} = \frac{\boldsymbol{A}(t)}{2} + \frac{\boldsymbol{A}^*(t)}{2}.$$

Отсюда получаем интенсивность:

$$I \sim A(t)A^*(t) = E_1^2 \frac{(1-\cos N\Omega t)}{(1-\cos \Omega t)} = E_1^2 \frac{\sin^2(\frac{N\Omega t}{2})}{\sin^2(\frac{\Omega t}{2})}.$$

Во время $t=0$ эта функция имеет максимальное значение $I \sim E^2{}_1 N_2$. Данное максимальное значение возникает и в том случае, когда $/2=\pi$, то есть $t=T$. Для $t=kT$ при $k=0, 1, 2, 3$ этот максимум повторяется, то есть T соответствует длительности периода повторения связанной последовательности импульсов.

Спустя время $\tau=2\pi/N = T/N$ интенсивность падает до нуля. Следовательно, это время можно рассматривать как длительность импульса.

Число возможных мод определяется на основе ширины полосы частоты усиления соответствующего лазерного вещества:

$$N \approx \frac{\Delta f}{\Omega/2\pi}.$$

Для $L=1$ м интервал между аксиальными модами составляет $\Omega/2\pi = \frac{c}{2L} = 150$ МГц, а период повторения импульсов $T = \frac{c}{2L} = 6{,}6$ нс. Таким образом, для аргонового лазера получаем: $N \approx 50$, а возможная длительность импульса $T/N = 30$ пс.

Для лазера на красителе с указанной шириной полосы частоты имеем $N \approx 70000$, а возможная длительность импульса составляет: $\tau = T/N = 100$ фс.

Для Ti-сапфирового лазера ширину полосы частоты усиления определяют на основе представленного в главе 8 спектра флуоресценции. Отсюда можно установить минимальную длительность импульса при синхронизации мод.

Глава 18

8.1. При однородном уширении линий под действием стоячей волны стандартного резонатора пространственно модулируется профиль усиления, в результате чего возможны скачки моды. В кольцевом лазере может генерироваться бегущая волна, что позволяет избежать «выгорания провалов».

18.2. Интервал между продольными модами составляет: $\Delta f = c/2L = 0{,}3$ ГГц, а ширина линий $\Delta f_L = 4$ ГГц. При этом получается примерно $\Delta f_L/\Delta f \approx 13$ мод. Межчастотный интервал эталона должен быть около $\Delta f_D = c/2L' \gtrsim \Delta f_L/2 = 2$ ГГц. Ширина мод эталона $\Delta f = \Delta f_D/F$ должна быть меньше межмодового расстояния $\Delta f = 0{,}3$ ГГц. Отсюда вычисляем частоту $F \gtrsim \Delta f_D/\Delta f \approx 7$. При $F = \pi\sqrt{R}/(1 - R)$ получаем для отражательной способности зеркал: $R \approx 70$ %.

18.3. Интервал L вычисляется по формуле $\Delta f_D = c/2L$ с результатом $L = 3$ см. Избирательность эталона составляет: $F = \Delta f/\Delta f = 100$. Отражательная способность R определяется на основе: $F = \pi\sqrt{R}/(1 - R)$ с результатом $R = 97$ %. Добротность

зависит от частоты света: $Q = f/\Delta f$. Для красного излучения с $\lambda = 0{,}63$ мкм имеет силу: $Q = c/\lambda\Delta f = 9{,}5 \cdot 10^5$.

18.4. Область испускания вычисляется на основе: $\Delta\lambda = \Theta/(2dn/d\lambda)$. Расходимость лазерного пучка (для гауссовой моды) можно принять равной: $\Theta = \lambda/\pi\omega_0 = 3 \cdot 10^{-4}$ ($\omega_0 = 2{,}5$ мм). Тогда получим: $\Delta\lambda \approx 1$ нм.

18.5. Согласно уравнению (18.6), действительно: $d\alpha/d\lambda = \tan\alpha/\lambda = 1{,}15 \cdot 10^6$ м$^{-1}$. Расходимость лазерного пучка составляет: $\Theta \approx \lambda/\pi\omega_0 \approx 3{,}2 \cdot 10^{-5}$ с $\omega_0 \approx 5$ мм. При $d \approx \approx \Theta$ получим: $\Delta\lambda = 3{,}2 \cdot 10^{-5}/(1{,}15 \cdot 10^6)$ м $= 0{,}03$ нм.

Для определения можно воспользоваться также уравнением (18.7): $\lambda/d\lambda = N \cdot m$. Число штрихов решетки составляет: $N = 2000 \cdot 10 = 2 \cdot 10^4$. В первом порядке дифракции ($m = 1$) полагаем, как и выше, $d\lambda = \lambda/(2 \cdot 10^4) \approx 0{,}03$ нм.

18.6. Имеет силу: $\Delta f = nf_S = 500$ МГц ($n = 1$). Из $f = c/\lambda = 4{,}739 \cdot 10^4$ Гц следует: $\Delta f/f = -\Delta\lambda/\lambda$ и $\Delta\lambda = -\Delta f\lambda/f = -6{,}7 \cdot 10^{-4}$ нм. Относительное изменение длины волны составляет: $\Delta\lambda/\lambda = -1{,}06 \cdot 10^{-6}$.

18.7. По уравнению (18.11) приближенно вычисляется малый преломляющий угол призмы γ:

$$\alpha + \gamma \approx n\gamma \text{ или}$$
$$\alpha \approx (n - 1)\,\gamma.$$

Путем дифференцирования получаем:

$$\frac{d\alpha}{d\lambda} \approx \gamma\frac{dn}{d\lambda} \approx 2\alpha\frac{dn}{d\lambda} \qquad \text{(см. уравнение (18.2)).}$$

В уравнении предполагалось (с $n \approx 1{,}5$) $\gamma \approx 2\alpha$.

Величину $d\alpha$ полагаем примерно равной расходимости пучка Θ:

$d\alpha \approx \Theta$.

При этом получаем для диапазона излучения лазера:

$$d\lambda \approx \frac{\Theta}{2\alpha\dfrac{dn}{d\lambda}} \quad \text{(см. уравнение 18.4).}$$

Пример расчета приведен в п.18.3.

Глава 19

19.1. Нелинейная поляризация определяется с помощью уравнений (19.3) и (19.4):

$$\boldsymbol{P}_{NL} = \varepsilon_0\chi_2\frac{\boldsymbol{A}_1^2}{\boldsymbol{y}}\exp\boldsymbol{i}\,(2\boldsymbol{k}_1\boldsymbol{x} - 2\omega_1\boldsymbol{t}) + \boldsymbol{c.c.} + \varepsilon_0\chi_3\frac{\boldsymbol{A}_1^2}{2}$$

Первое слагаемое описывает поляризационную волну (волну дипольной плотности), колеблющуюся с двойной частотой $2\omega_1$, как падающую световую волну. При этом имеет место излучение света с частотой $2\omega_1$ (удвоение частоты, вторая гармоника).

Зависимое от времени слагаемое $\varepsilon_0\chi_3\dfrac{\boldsymbol{A}_1^2}{2}$ описывает временно постоянную поляризацию. Это соответствует электрической дипольной плотности. Подобно тому, как магнитная дипольная плотность вызывает в постоянном магните вне-

шнее магнитное поле, электрическая дипольная плотность создает электрическое поле либо также постоянное напряжение на поверхности нелинейного кристалла параллельно напряженности электрического поля поглощенного света.

19.2. Сохранение импульса означает, что импульс $\hbar k$ генерированного фотона (вторая гармоника) должен быть равен сумме импульсов основной волны:

$$\hbar k = \hbar k_1 + \hbar k_1 = 2\,\hbar k_1 \quad \text{или} \quad |k| = |2k_1|.$$

Согласно уравнению (19.8), показатели преломления составляют:

$$n = n_1.$$

19.3. Существует только один конус направлений распространения в кристалле, где показатели преломления для падающей волны и волны с удвоенной частотой равны.

19.4. Условие сохранения импульса при фазовом согласовании II типа выглядит следующим образом:

$$k = k^{o}_{1} + k^{e}_{1}.$$

Отсюда получаем для показателей преломления (см. уравнение 19.8):

$$2n = n^{o}_{1} + n^{e}_{1}.$$

19.5. Вторая гармоника возникает в направлении:

$$k = k_1 + k'_1.$$

Так как $|k_1| = |k'_1|$, то k имеет направление биссектрис угла k и k_1, как это видно на схемах.

19.6. Интенсивность второй гармоники вычисляется по уравнению (19.10), причем все численные величины для $d^2_{эфф}/n^2_1 n$ берутся из рис. 19.4.

19.7. Самые коротковолновые диапазоны, которые могут быть достигнуты путем удвоения частоты в кристаллах, ограничены поглощением в УФ-области спектра при 150–200 нм.

19.8. Для первой стоксовой линии имеем: $f_S = f - f_R = 1{,}96 \cdot 10^{14}$ Гц при $f = c/\lambda = 2{,}83 \cdot 10^{14}$ Гц и $f_R = c \cdot 291400\ м^{-1} = 8{,}74 \cdot 10^{13}$ Гц. Длина волны составляет $\lambda_S = c/f_S = 1{,}53$ мкм. Для второй стоксовой линии действительно: $f_{2S} = f - 2f_R = 1{,}08 \cdot 10^{14}$ Гц и $\lambda_{2S} = c/f_{2S} = 2{,}77$ мкм.

Глава 20

20.1. Имеем: $\Delta f/f > \Delta L/L$. Отсюда следует: $\Delta L/L < 10^{-16}$. Для $L = 1$ м получаем: $\Delta L = 10^{-16}$ м. (Диаметр атома составляет около 10^{-10} м!).

20.2. Лэмбовский провал задан через однородную ширину линии, которая определяется на основе времени жизни в верхнем и нижнем состояниях лазера ($\tau_1 = 100$ нс, $\tau_2 = 10$ нс) — см. здесь также п.4.1. Для однородной ширины линии следует: $\Delta f = ((1/(2\pi))\,(1/\tau_1 + 1/\tau_2) = 18$ МГц. Суммарная ширина линии (доплеровская) составляет 1,5 ГГц.

20.3. Для времени когерентности t_c и длины когерентности l_c имеет силу следующее: $t_c \approx 1/\Delta f$ и $l_c = ct_c \approx c/\Delta f$. Отсюда вытекает: $\Delta f = c/l_c = 3 \cdot 10^8$ Гц $= 0{,}3$ ГГц. Благодаря установке эталона в резонатор достигается уменьшение ширины линии на эту величину.

20.4. Энтропия фотона составляет: $E = hf = hc/\lambda = 10^{-18}$ Дж. Число фотонов в импульсе лазера будет: $N = 10^{-9}/10^{-18} = 10^9$. Это справедливо для дробового шума $\Delta N/N = 1/\sqrt{N} = 3 \cdot 10^{-5}$.

Глава 21

21.1. Возникает напряжение $\Delta U = n\alpha\Delta T = 0{,}3$ мэВ ($n = 20$).

21.2. Мощность лазера преобразуется в тепло:

$$P = \frac{dQ}{dt} = \frac{dm}{dt} c\Delta T \text{, откуда следует:}$$

$$\Delta T = \frac{P}{\frac{dm}{dt}c} = \frac{1000}{1/60 \cdot 4{,}2 \cdot 10^3} \quad \frac{\text{Дж} \cdot \boldsymbol{c} \cdot \text{кг} \cdot \boldsymbol{K}}{\boldsymbol{c} \cdot \text{кг} \cdot \text{Дж}} = 14{,}3\,°\boldsymbol{C}.$$

21.3. Используются фоторезисторы с малой шириной запрещенной зоны. Ge- или Si-диоды обладают слишком большим межзонным интервалом для обнаружения излучения с длиной волны 10 мкм.

21.4. Световой поток составляет: $\Phi = 1000 \cdot 0{,}5 \cdot 10^{-4}$ лс $\cdot$ м$^2 = 5 \cdot 10^{-2}$ лм. При 555 нм действительно: 1 Вт $= 583$ лм. Из спектрального распределения чувствительности глаза (см. рис. 1.3) берем оценочно при 632 нм: 1 Вт $= 0{,}5 \cdot 583$ лм ≈ 290 лм. Отсюда вычисляется мощность лазера $P = 5 \cdot 10^{-2}/290$ Вт $\approx 0{,}2$ мВт.

Глава 22

22.1. Дисперсия составляет: $dn/d\lambda \approx 0{,}0171/(66{,}1\ \ 10^{-9})$ м$^{-1} \approx 2{,}6 \cdot 10^5$ м$^{-1}$. Тогда разрешающая способность будет: $\lambda/\Delta\lambda = td_n/d\lambda = 7800$.

22.2. Имеет силу: $\lambda/\Delta\lambda = Nm = 20\,000 \cdot m$, причем $m = 1, 2, 3, \ldots$ отображает порядок дифракции. Для $\lambda = 0{,}5$ мкм вычисляется максимальный порядок дифракции m_{max} из: $\sin\phi = m\lambda d < 1$, в итоге получаем: $m_{max} = 2$.

22.3. Область дисперсии составляет: $\Delta f_D = c/2L = 3 \cdot 10^9$ Гц и $\Delta\lambda_D = \lambda\Delta f_D/f = \lambda^2\Delta f_D/c = 2{,}5 \cdot 10^{-12}$ м. Разрешающая способность вычисляется таким образом:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{F\ f}{f_D} = \frac{F \cdot c}{f_D\lambda} = 3 \cdot 10^7 \quad A \quad F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} = 155{,}4.$$

Глава 23

23.1. Центральная частота составляет: $f = c/\lambda = 2/10^{14}$ Гц — следовательно, ширина полосы передачи будет: $2 \cdot 10^{13}$ Гц. Здесь возможна передача $2 \cdot 10^{13} \cdot 5 \cdot 10^6 = 4 \cdot 10^6$ телевизионных каналов.

23.2. Для испарения объема V требуется энергия: $E=\rho VL$. При резке объем определяется через глубину S, ширину $2r$ и длину x: $E=\rho S2rxL$. Выполняем деление на время t и решаем: $S=P/(2rL\rho v)$ с $P=E/t$ и $v=x/t$.

23.3. Поданная энергия до воспламенения при 400 °C вычисляется по формуле: $Q=mc\Delta T$. При $m=\rho V=\rho D^2\pi t/4=3{,}9\cdot 10^{-5}$ кг и $\Delta T=380$ °C получаем: $Q=62{,}7$ Дж. Из $P=Q/t$ при $P=100$ Вт следует: $t=0{,}63$ сек.

23.4. Связь между повышением температуры ΔT (= 33 °C) и тепловой энергией Q имеет вид: $Q=\rho Vc\Delta T$ (c — удельная теплоемкость, ρ — плотность, V — нагретый объем). Имеем: $Q/A=It$ (I — плотность мощности лазерного излучения, t — время облучения, A — площадь облучения) и получаем: $I=\rho Vc\Delta T/(tA)=\rho dc\Delta T/t=4{,}6\cdot 10^4$ Вт/м^2. Здесь принимается $V=Ad$. Мощность лазерного излучения составляет: $P=I\cdot A=3{,}6$ Вт. (Из-за сильного обратного рассеяния действительная величина будет более чем в 2 раза больше).

23.5. Приближенно учитывается только энергия испарения: $E=\rho V\cdot L$ при $V=d^2\pi\cdot x/4$. С E = 0,1 Дж получают глубину снимаемого слоя $x=4\cdot E/(\rho Ld^2\pi)=1{,}3$ мкм.

23.6. Для дифракции на решетке имеем: $\sin\alpha=\lambda/d$. Отсюда получаем шаг (постоянную) решетки: $d=\lambda/\sin\alpha$.

23.7. Здесь надо воспользоваться рис. 23.14 и уравнением (23.6). С $\beta=45°$ путем простых геометрических операций получаем: $\alpha=22{,}5°$. Тогда следует: $\Delta f=(2v/\lambda)\cos\alpha\sin(\beta/2)=9$ МГц.

23.8. Из теоремы Гельмгольца касательно разрешающей способности микроскопа известно, что пучок света можно фокусировать через объектив с апертурой A на пятно диаметром $d=1{,}22\,\lambda/A$. При $A=1$ действительно: $d_{min}=1{,}22\,\lambda$.

При фокусировке лазерного луча полагаем для радиуса фокуса $\omega=\lambda f/(\pi\omega_0)$. В случае хорошего объектива радиус линзы может составлять: $\omega_0\approx f$, и тогда получаем: $2\omega\approx 2/\pi\lambda=0{,}5$ мкм ($\lambda=0{,}8$ мкм), а $2\omega\approx 0{,}25$ мкм ($\lambda=0{,}4$ мкм). Следовательно, теоретическая плотность записи достигает примерно: $N=10$ см$^3/0{,}5^2$ мкм$^2\approx 4\cdot 10^9$ бит ($\lambda=0{,}8$ мкм) и $N=1{,}6\cdot 10^{10}$ бит ($\lambda=0{,}4$ мкм). Фактически у DVD (англ. digital versatile disc) уже достигается емкость памяти около 5 Гбайт, то есть $4\cdot 10^{10}$ бит, при площади 10 см^2 и длине волны 0,635 мкм.

Физические параметры

Фундаментальные постоянные		
Скорость света в вакууме	c	$2{,}99792458\ 10^{8}$ м / сек
Постоянная электрического поля	ε_0	$8{,}854187817\ 10^{-12}$ А сек / (В м)
Постоянная магнитного поля	μ_0	$4\pi\ 10^{-7}$ В сек / (А м)
Волновое сопротивление в вакууме	$\sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0}$	377 Ом
Постоянная Планка	h	$6{,}6260755\ 10^{-34}$ Дж·сек
Элементарный заряд	e	$1{,}60217733\ 10^{-19}$ А сек
Масса электрона	m_e	$9{,}109534\ 10^{-31}$ кг
Масса атома m (^{12}C) / 12	m_u	$1{,}6605402\ 10^{-27}$ кг
Число Авогадро	N_A	$6{,}0221367\ 10^{23}$ частиц / моль
Универсальная газовая постоянная	R	8,314510 Дж / (моль К)
Постоянная Больцмана	$K = R / N_A$	$1{,}380658\ 10^{-23}$ Дж / К
Единицы энергии		
1 электронный Вольт (эВ) соответствует:		$1{,}602\ 10^{-19}$ Дж
Энергия одного фотона с длиной волны 0,5 мкм		$3{,}97\ 10^{-19}$ Дж = 2,48 эВ
Энергия одного фотона с волновым числом 1 см$^{-1}$		$1{,}24\ 10^{-4}$ эВ
Тепловая энергия kT при $T = 300$ К		29,7 мэВ

КНИГИ ИЗДАТЕЛЬСТВА "ТЕХНОСФЕРА" МОЖНО ПРИОБРЕСТИ В ГОРОДАХ:

Москва

Торговый дом "Библио-Глобус", м. Лубянка, ул. Мясницкая, 6
тел.: 928-35-67, 924-46-80

Торговый дом книги "Москва", м. Тверская, ул. Тверская, 8
тел.: 229-64-83

"Московский дом книги", м. Арбатская, ул. Новый Арбат, 8
тел.: 789-35-91

"Дом технической книги", м. Ленинский проспект, Ленинский проспект, 40
(весь ассортимент литературы)
тел.:137-60-19

"Молодая гвардия", м. Полянка, ул. Б. Полянка, 28
тел.: 238-50-01

"Дом книги на Ладожской", м. Бауманская, ул. Ладожская, д. 8, стр. 1

в городах России

г. Санкт-Петербург

"Санкт-Петербургский дом книги", Невский пр., д. 62

"Дом технической книги", Пушкинская пл., д. 2

"Новая техническая книга", Измайловский пр., д.29

г. Новосибирск

сеть магазинов "Топ книга" www.top-kniga.ru

г. Воронеж

"Книжный мир семьи", пр. Революции, д. 58
ул. Героев Сибиряков, д. 33/2
ул. Плехановская, д. 22
ул. Лизюкова, д. 38а

наложенным платежом

(заказы принимаются по e-mail, по почте)

по безналичному расчету

(заказы принимаются по e-mail, по факсу с указанием полных реквизитов юридического лица)

ИНФОРМАЦИЯ О НОВИНКАХ: www.technosphera.ru
ЗАКАЗ КНИГ: sales@technosphera.ru
Тел.: (495) 234-0110, факс: (495) 956-3346

ТЕХНОСФЕРА"

Заявки на книги присылайте по адресу:
125319 Москва, а/я 91
Издательство «Техносфера»
e-mail: knigi@technosphera.ru
sales@technosphera.ru
факс: (495) 956 33 46

В заявке обязательно указывайте
свой почтовый адрес!

Подробная информация о книгах на сайте
http://www.technosphera.ru

Ю. Айхлер, Г.-И. Айхлер

Лазеры.
Исполнение, управление, применение

Компьютерная верстка – С.В. Степанов
Корректор – М.Г. Емельянова
Дизайн книжных серий – С.Ю. Биричев
Дизайн – И.А. Куколева
Выпускающий редактор – О.В. Смирнова
Ответственный за выпуск – С.В. Зинюк

Формат 70x100/16. Печать офсетная.
Гарнитура Ньютон
Печ.л. 27,5. Тираж 3000 (1-й завод 1500 экз.) Зак. № 220.
Бумага офсет №1, плотность 65 г/м^2.

Издательство «Техносфера»
Москва, ул. Краснопролетарская, д.16, стр.2

Диапозитивы изготовлены ООО «Европолиграфик»

Отпечатано в ООО «Чебоксарская типография №1»,
428019, г. Чебоксары, пр. И. Яковлева, 15.

мир
физики
и техники

Ю. АЙХЛЕР, Г.-И. АЙХЛЕР

Лазеры. Исполнение, управление, применение

ЮРГЕН АЙХЛЕР – ДОКТОР, ПРОФЕССОР ВЫСШЕЙ ТЕХНИЧЕСКОЙ ШКОЛЫ БЕРЛИНА (ЛАБОРАТОРИЯ ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ И ПРИМЕНЕНИЯ ЛАЗЕРОВ).

ГАНС ИОАХИМ АЙХЛЕР – ДОКТОР ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК, ПРОФЕССОР ТЕХНИЧЕСКОГО УНИВЕРСИТЕТА БЕРЛИНА (ИНСТИТУТ ОПТИКИ)

- ТИПЫ ЛАЗЕРОВ С ОПИСАНИЯМИ ПРИМЕНЕНИЙ
- ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ
- ОСНОВЫ ЛАЗЕРНОЙ ОПТИКИ

ISBN 978-5-94836-167-3

ТЕХНОСФЕРА