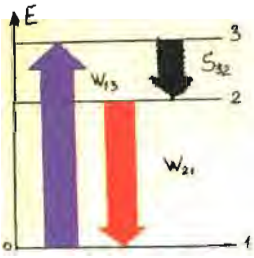
МИР электроники

В. И. ДУДКИН,
Л. Н. ПАХОМОВ

Квантовая электроника. Приборы и их применение



ТЕХНОСФЕРА

МИР электроники

В. И. ДУДКИН,
Л. Н. ПАХОМОВ

Квантовая электроника. Приборы и их применение

Рекомендовано Учебно-методическим объединением по университетскому политехническому образованию в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлению подготовки 140400 – "Техническая физика"

ТЕХНОСФЕРА
Москва
2006

УДК 621.373.8:621.375.8 (075.8)
Д 814

Дудкин В. И., Пахомов Л. Н.
Квантовая электроника. Приборы и их применение: ***Учеб. пособие***
Москва:
Техносфера, 2006.- 432с. ISBN 5-94836-076-8

В книге даются физические представления, излагаются методы и описываются явления, которые лежат в основе квантовой радиофизики. Особое внимание уделяется приборам квантовой электроники и ее различным приложениям. Рассматриваются принципы работы устройств, дается их описание, приводятся характеристики квантовых магнитометров, парамагнитных усилителей, различных лазеров.

Предназначена для студентов и аспирантов, изучающих квантовую радиофизику, физическую электронику и оптоэлектронную технику, а также может быть полезна широкому кругу специалистов.

©2006, В. И. Дудкин, Л. Н. Пахомов
© 2006, ЗАО "РИЦ "Техносфера",
оригинал-макет, оформление

ISBN 5-94836-076-8

Содержание

Предисловие 10

Глава 1. Физические основы квантовой электроники 11
1.1. Энергетические уровни атомов и молекул 11
1.2. Поглощение, спонтанное и вынужденное излучения 25
1.3. Связи коэффициентов Эйнштейна с собственными волновыми функциями частиц 31
1.4. Поглощение и усиление электромагнитного излучения веществом 38

Глава 2. Магнитный резонанс 46
2.1. Метод магнитного резонанса на молекулярных и атомных пучках 46
2.2. Ядерный магнитный резонанс в конденсированных средах 61
2.3. Ядерный магнитный резонанс в текущей жидкости 86
2.4. Ядерный квадрупольный резонанс 90
2.5. Электронный парамагнитный резонанс. Спектрометры ЭПР 101
2.6. Метод двойного радиооптического резонанса. Оптическая ориентация атомов 110

Глава 3. Квантовые парамагнитные усилители 119

Глава 4. Лазеры 140
4.1. Особенности лазерного излучения и его характеристики 140
4.2. Физические основы работы лазеров 146

Глава 5. Открытые резонаторы 149

Глава 6. Лазеры на твердом теле 158
6.1. Рубиновые лазеры 164
6.2. Лазеры на стекле, активированном неодимом 169
6.3. Лазеры на кристаллах алюмоиттриевого граната с неодимом ($Y_3Al_5O_{12}$-Nd^{3+}) 172
6.4. Волоконные лазеры 173

Глава 7. Газовые лазеры 184
7.1. Гелий-неоновый лазер 186
7.2. Аргоновый лазер 194

7.3. Лазер на углекислом газе 202
7.4. Газоразрядные CO_2-лазеры высокого давления 210
7.5. Газодинамические лазеры 211

Глава 8. Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах 214
8.1. Лазеры на парах металлов. Лазеры на атомах меди 214
8.2. Лазеры на электронных переходах двухатомных молекул. Азотный лазер 225

Глава 9. Жидкостные лазеры. Лазеры на растворах органических красителей 232

Глава 10. Полупроводниковые лазеры 241

Глава 11. Улучшение характеристик лазеров 265
11.1. Режим гигантских импульсов 265
11.2. Синхронизация типов колебаний 270
11.3. Получение одиночных сверхкоротких лазерных импульсов 277
11.4. Селекция типов колебаний 278
11.5. Стабилизация частоты лазеров 288

Глава 12. Квантовые генераторы работающие в радиодиапазоне 294
12.1. Применение радиочастотного метода на молекулярных и атомных пучках. Цезиевый пучковый стандарт частоты 294
12.2. Квантовый генератор на пучке молекул аммиака 299
12.3. Водородный стандарт частоты 304

Глава 13. Применение двойного радиооптического резонанса. Магнитометры и стандарты частоты 309

Глава 14. Применения ЯМР и ЭПР 314
14.1. Применение ЯМР и ЭПР в химии и физике 314
14.2. ЯМР-магнитометры. Магнитометры с текущим образцом. ЯМР-расходомеры 317
14.3. ЯМР-томографы 321
14.4. Применение методов магнитного резонанса в устройствах обработки импульсных радиосигналов 326

14.5. Применение ЯКР для обнаружения взрывчатых веществ 331

Глава 15. Акустооптические спектроанализаторы радиосигналов 333

Глава 16. Введение в оптическую голографию 338
16.1. Голографический эксперимент. Основное уравнение голографии 339
16.2. Голограмма точечного предмета 342
16.3. Голографическая интерферометрия 345
16.4. Голография во встречных пучках 346

Глава 17. Измерение расстояний с помощью лазеров 347
17.1. Импульсный дальномер 347
17.2. Фазовый дальномер 353
17.3. Интерференционные методы измерения длины 356

Глава 18. Измерение угловых скоростей и углов поворота оптическими методами (лазерная гироскопия) 361

Глава 19. Лазерные устройства отображения информации 373

Глава 20. Лазерная спектроскопия 377

Глава 21. Лазерные методы разделения изотопов 384

Глава 22. Применение лазеров в медицине 390

Глава 23. Лазеры в системах контроля окружающей среды 401

Глава 24. Технологические применения лазеров 407

Глава 25. Устройства записи и воспроизведения информации с использованием оптических дисков 416
25.1. Описание принципа цифровой оптической записи. Структура оптического диска 418
25.2. Устройство оптического проигрывателя CD и DVD дисков 420

Литература 430

Предисловие

Данное учебное пособие написано по материалам курсов лекций, читаемых авторами и сотрудниками кафедры квантовой электроники Санкт-Петербургского государственного политехнического университета студентам и аспирантам. Глава, посвященная оптической голографии, написана М.Г. Высоцким, главы 17 и 24 написаны В.А. Парфеновым. Авторы благодарят Е.Т. Аксенова за помощь при написании главы 15.

ГЛАВА 1

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

1.1. Энергетические уровни атомов и молекул

Квантовая электроника изучает и использует главным образом явления резонансного взаимодействия электромагнитного излучения и вещества. Данное взаимодействие происходит по законам квантовой механики, согласно которым любая атомная частица* может находиться в определенных разрешенных стационарных состояниях, соответствующих определенным значениям энергии E. Переход из одного состояния в другое происходит скачками в соответствии с законом сохранения энергии и связан с получением или отдачей энергии атомной частицей. Переходы могут быть излучательными (атомная частица испускает или поглощает электромагнитное излучение) или безызлучательными (происходит непосредственный обмен энергией между данной атомной частицей и окружающими ее частицами). Примером безызлучательных переходов могут служить возбуждения атомов и молекул электронным ударом, передача энергии возбуждения при столкновениях между молекулами.

Первостепенное значение в квантовой электронике имеют переходы с излучением. При таких переходах атомные частицы излучают или поглощают электромагнитные волны, частота которых ν_{mn} определяется соотношением

$$\nu_{mn}h = E_m - E_n, \tag{1.1}$$

где h – постоянная Планка, равная $6{,}6210^{-27}$ эрг·с; E_m и E_n – энергия частицы в начальном и конечном состояниях.

Прежде чем перейти к анализу процессов излучения и поглощения атомными частицами, приведем основные сведения об энергетических состояниях атомов и молекул.

---

* Под атомными частицами понимаются атомы, молекулы, ионы, атомные ядра и т. д.

Согласно положениям квантовой механики состояния атомных частиц полностью определяются волновыми функциями, позволяющими находить их физические параметры.

Каждая атомная частица характеризуется совокупностью собственных волновых функций $\psi_1, \psi_2, ..., \psi_m$, стационарных состояний и соответствующим ей рядом значений внутренней энергии $E_1, E_2, E_3, ..., E_m$ Волновые функции стационарных состояний определяются только внутренними взаимодействиями, существующими в атомных частицах. Совокупность возможных стационарных состояний атомных частиц принято изображать графически в виде диаграммы энергетических уровней (рис. 1.1): горизонтальные линии соответствуют значениям энергии, которыми может обладать атомная частица, ось ординат является шкалой энергии*. Каждый уровень маркируется специальным символом, позволяющим установить, к какому состоянию он относится.

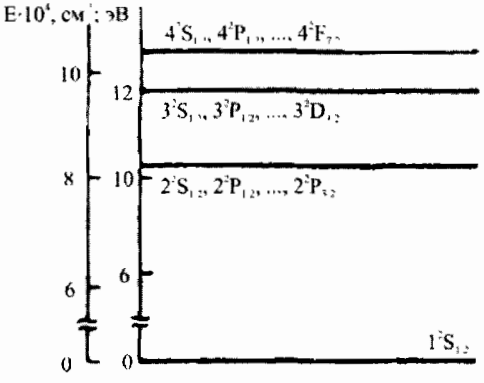


Рис. 1.1. Система нижних энергетических уровней атома водорода

Энергетические состояния атомов

Энергия стационарных состояний атома, определяемая взаимодействием ядра и его электронной оболочки, непосредственно связана со строением электронной оболочки атомов.

Наиболее простую структуру энергетического спектра имеет атом водорода и водородноподобные ионы He^{+}, Li^{++}, Be^{+++}, состоящие из ядра и одного электрона и представляющие одноэлектронную структуру. Систематика энергетических спектров более сложных атомов и ионов, состоящих из ядра и двух и более электронов,

---

* Обычно энергию выражают в электронвольтах (эВ) или обратных сантиметрах (см$^{-1}$): 1эВ = 8066 см$^{-1}$ = 1,60221·10^{-12} эрг.

основывается на приближенном рассмотрении многоэлектронной системы, исходя из свойств одноэлектронной.

Состояние одноэлектронного атома (иона) и его электронной оболочки характеризуется четырьмя квантовыми числами n, ℓ, m_ℓ, m_s. Главное квантовое число n может принимать любые положительные значения, $n = 1, 2, 3, 4, \ldots$ Оно определяет размер электронной оболочки атома. Квантовое число n в основном характеризует энергию данного стационарного состояния: чем больше n, тем больше размер электронной орбиты и больше энергия.

Орбитальное (или азимутальное) квантовое число ℓ определяет модуль вектора орбитального момента количества движения электрона и при заданном $\left|\vec{P}_\ell\right| = \frac{h}{2\pi}\sqrt{\ell(\ell+1)}$ и может принимать целые значения: $\ell = 0, 1, 2, \ldots, n-1$, т. е. всего n значений.

Орбитальное магнитное квантовое число m_ℓ определяет проекцию орбитального момента $P_{\ell z}$ электрона на некоторое выделенное направление z.

Число m_ℓ при заданном ℓ может принимать целые значения $m_\ell = \ell, \ell-1, \ldots, -\ell$, т. е. $2\ell+1$ значение.

Спиновое магнитное квантовое число m_s связано с наличием у электрона спинового момента количества движения $\vec{P}_s$, величина которого определяется через спиновое число $s = 1/2$ по формуле: $\left|\vec{P}\right| = \frac{h}{2\pi}\sqrt{s(s+1)}$. Число m_s принимает два значения $m_s = \pm s = \pm 1/2$ и определяет проекцию спинового момента $\vec{P}_s$ на направление z: $P_{sz} = \frac{h}{2\pi} m_s$.

Для характеристики состояния электрона во многих случаях вместо m_ℓ и m_s используют два других связанных с ними квантовых числа j и m_j, называемых соответственно внутренним и полным магнитными квантовыми числами. Внутреннее квантовое число j характеризует величину суммарного момента количества движения электрона

$$\vec{P}_j = \vec{P}_\ell + \vec{P}_s; \qquad \left|\vec{P}\right| = \frac{h}{2\pi}\sqrt{j(j+1)},$$

принимает полуцелые значения:

$$j=\ell+\frac{1}{2},\quad j=\ell-\frac{1}{2}(\ell\geq 1);\quad j=s=\frac{1}{2}(\ell=0).$$

Полное магнитное квантовое число m_j определяет значение проекции суммарного момента количества движения электрона $\vec{P}_j$ на выделенное направление z

$$P_{jz}=\frac{h}{2\pi}m_j$$

и принимает значения $m_j=j, j-1, \ldots, -j$, т. е. всего $2j+1$ значение.

Согласно расчетам релятивистской квантовой механики, внутренняя энергия атома водорода описывается формулой Дирака:

$$E=-\frac{me^4 2\pi^2}{n^2h^2}-\frac{\alpha^2}{n^2}\left(\frac{1}{j+\frac{1}{2}}-\frac{3}{4n}\right),$$

где $m=\frac{Mm_e}{M+m_e}$ – приведенная масса электрона и ядра (m_e и M – соответственно масса электрона и ядра); e – заряд электрона; $\alpha=\frac{2\pi e^2}{ch}$ – безразмерная величина, называемая постоянной тонкой структуры.

Первый член в формуле Дирака представляет собой формулу Бора для энергии атома водорода. Второй член значительно меньше первого (постоянная $\alpha^2=5{,}3\times10^{-5}$): он уточняет энергию, найденную по формуле Бора, и определяет тонкую структуру энергетического спектра атома. Тонкая структура обусловливается взаимодействием спинового и орбитального моментов. Из формулы Дирака следует, что энергия атомов водорода зависит только от главного n и внутреннего j квантовых чисел и не зависит от квантового числа m_j.

Состояния, описываемые различными волновыми функциями (различными квантовыми числами), но имеющие одинаковую энергию, принято называть вырожденными. Число состояний с одинаковой энергией называют кратностью вырождения.

Уровни энергии атома водорода с заданными m, ℓ и j вырождены по полному магнитному квантовому числу m_j, кратность вырождения $g=2j+1$.

Система энергетических уровней атома водорода, построенная по формуле Дирака, приведена на рис. 1.1. Здесь использованы общепринятые обозначения энергетических состояний одноэлектронных атомов: цифра, состоящая перед буквенными обозначениями, соответствует главному квантовому числу, прописные буквы S, P, D, F, G, ... – состояниям атома, для которых значения квантового числа орбитального момента атома соответственно равны 0, 1,2, 3, 4, ... (в одноэлектронном атоме орбитальный момент атома есть орбитальный момент электрона). Индекс, стоящий справа внизу от буквенного обозначения уровня, указывает значение внутреннего квантового числа j, определяющего суммарный момент электрона в атоме, индекс 2 (слева сверху) – кратность уровня с данным ℓ (для известного ℓ квантовое число j принимает $j=\ell+\frac{1}{2}$ и $j=\ell-\frac{1}{2}$), Например, символ $3^2P_{3/2}$ обозначает уровень с $n=3$, $\ell=1$, $j=3/2$, символ $2^2S_{1/2}$ – уровень с $n=2$, $\ell=0$, $j=1/2$.

Состояние $1^2S_{1/2}$ в атоме водорода, имеющее наименьшее значение энергии, называется основным, или нормальным. Все остальные уровни называют возбужденными, так как для перевода на них с основного уровня необходимо затратить энергию. Уровни состояний с одинаковыми n в принятом на рис. 1.1 масштабе практически сливаются друг с другом.

На рис. 1.2 показана (без соблюдения масштаба) тонкая структура возбужденных уровней с одинаковыми n. Как следует из формулы Дирака и рис. 1.2, состояния с одинаковыми n и j ($2^2S_{1/2}$ и $2^2P_{1/2}$; $3^2S_{1/2}$ и $3^2P_{1/2}$ и т. д.) совпадают. Однако на самом деле, согласно квантовой электродинамике, эти уровни не совпадают,

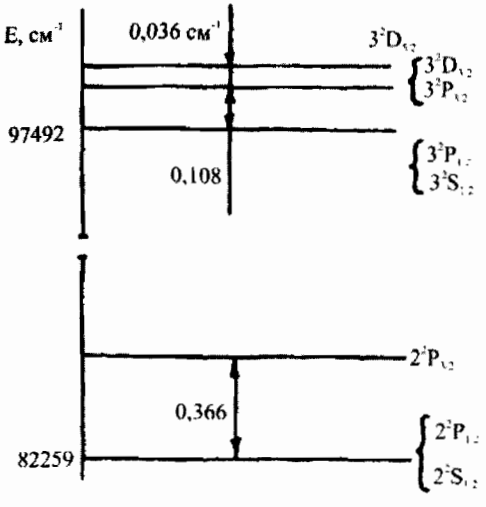


Рис. 1.2. Тонкая структура возбужденных уровней атома водорода

а сдвинуты на малую, но экспериментально обнаружимую величину (уровни $2^2S_{1/2}$ и $2^2P_{1/2}$ сдвинуты на 0,035 см$^{-1}$).

Систематика энергетических уровней атомов и ионов, состоящих из ядра и двух (и более) электронов, основывается на приближенном рассмотрении многоэлектронной системы исходя из свойств одноэлектронных атомов. Для систематизации энергетических состояний атомов используют векторную модель атома и классификацию электронов в них. Значение энергии стационарных состояний атома зависит от энергетических состояний входящих в него электронов. Состояние каждого электрона в многоэлектронном атоме характеризуется так же, как в атоме водорода, набором квантовых чисел: n, ℓ, m_ℓ, m_s.

Состояния электронов с заданными n и ℓ принято обозначать символами, состоящими из букв и цифрового коэффициента: буквами s, p, d, f, g, h указывают соответственно значения квантового числа $\ell = 0, 1, 2, 3, 4, 5$; цифра перед буквой обозначает главное квантовое число n. Например, символ $2d$ соответствует состоянию электрона, в котором $n = 2$, а $\ell = 2$, символ $3p$ – состоянию с $n = 3$ и $\ell = 1$. Если несколько электронов находятся в состоянии с одинаковыми числами n и ℓ (такие электроны называют эквивалентными), то их число указывают в виде показателя у символа. Например, символ $4f^2$ означает, что имеются два эквивалентных электрона с $n = 4$ и $\ell = 3$. Часто указывают электронную конфигурацию атомов, т. е. распределение электронов по состояниям, характеризующимся значениями чисел n и ℓ. Так, электронная конфигурация $1s2p3d^2$ означает, что в атом входит один электрон в состоянии с $n = 1$ и $\ell = 0$, один электрон в состоянии с $n = 2$ и $\ell = 1$ и два электрона с $n = 3$ и $\ell = 2$.

При заданном ℓ квантовое число m_ℓ может принимать $2\ell + 1$ значений, в то же время m_s принимает два значения $\pm 1/2$, поэтому существует $2(2\ell + 1)$ состояний с одними и теми же числами n и ℓ, но различными значениями m_ℓ и m_s. Согласно принципу Паули в атоме не может быть двух электронов в одинаковых состояниях, т. е. в каждом n, ℓ, m_ℓ, m_s – состоянии может находиться не более одного электрона. Следовательно, в атоме может быть не более $2(2\ell + 1)$ электронов с заданными n и ℓ. Электроны с одними и теми же значениями n и ℓ образуют в атоме электронную оболочку. Такую оболочку называют замкнутой или заполненной, если в нее входит $2(2\ell + 1)$ электрон. При $\ell = 0$ имеем s-оболочку, которая может содержать не более $2(2\ell + 1) = 2$

электронов, p-оболочка ($\ell=1$) будет заполненной при $2(2\ell+1)=6$ электронах, d-оболочка включает не более 10 электронов. Замкнутая f-оболочка ($\ell=3$) содержит 14 электронов.

В любом атоме электроны стремятся занять такие состояния, при которых энергия атома минимальна. Энергетическое состояние атома с наименьшей энергией называют основным, или нормальным. Каждый атом в нормальном состоянии обладает характерной конфигурацией. Например, атом углерода в нормальном состоянии имеет электронную конфигурацию $1s^2 2s^2 2p^2$, атом натрия – $1s^2 2s^2 2p^6 3s$. Энергетический спектр атомов зависит от характера взаимодействия в их электронной оболочке. Благодаря межэлектронным взаимодействиям между ними устанавливается связь. Большинству сложных атомов свойственна связь Рассела–Саундерса, называемая также нормальной, или просто (L, S)-связью.

При наличии (L, S)-связи орбитальные моменты электронов $\vec{P}_{\ell i}$ складываются в результирующий орбитальный момент атома $\vec{P}_L$, спиновые моменты $\vec{P}_{si}$ электронов в результирующий спиновый момент атома $\vec{P}_s$, а затем $\vec{P}_L$ и $\vec{P}_s$ суммируются в полный момент атома $\vec{P}_J$ т. е.

$$\sum_{i=1}^{k}\vec{P}_{\ell i}=\vec{P}_L; \quad \sum_{i=1}^{k}\vec{P}_{Si}=\vec{P}_S; \quad \vec{P}_S+\vec{P}_L=\vec{P}_J.$$

В соответствии с положениями квантовой механики значения моментов $|\vec{P}_L|, |\vec{P}_S|, |\vec{P}_J|$ определяются с помощью квантовых чисел L, S, J по формулам:

$$\vec{P}_L=\frac{h}{2\pi}\sqrt{L(L+1)}; \quad \vec{P}_S=\frac{h}{2\pi}\sqrt{S(S+1)};$$

$$\vec{P}_J=\frac{h}{2\pi}\sqrt{J(J+1)},$$

где L – квантовое число результирующего орбитального момента (оно может принимать значения между максимальной и минимальной абсолютными величинами алгебраической суммы $\sum_{i=1}^{k}\ell_i$, отличающиеся друг от друга на единицу); S – квантовое число результирующего спинового момента, которое также может принимать значения, отличающиеся друг от друга на единицу и лежащие в пределах между максимальным и минимальным абсолютными значениями алгебраической суммы $\sum_{i=1}^{k}S_i$; J – квантовое число полного электронного

момента количества движения атома принимает значения $J = L + S$, $L + S - 1, \ldots |L - S|$, т. е. всего $2S + 1$ значение, если $S < L$, и $2L + 1$ значение, если $S > L$. При нахождении величин L, S и J учитывают принцип Паули. Важную роль при вычислении квантовых чисел L и S атомов играет следующее обстоятельство: для полностью заполненных оболочек $L = 0$, $S = 0$ и $J = 0$. Это связано с тем, что орбитальный и спиновый моменты электронов, образующих замкнутые электронные оболочки, компенсируют друг друга. Поэтому при определении L и S всей электронной конфигурации атома учитывают только электроны не полностью заполненных оболочек.

Символика энергетических состояний атомов и ионов с несколькими электронами подобна символике, принятой для атома водорода. Энергетические состояния атома с различными квантовыми числами $L = 0, 1, 2, \ldots$ полного орбитального момента обозначаются соответственно прописными буквами латинского алфавита S, P, D, F, G, H, ... Индекс, расположенный справа внизу от буквенного символа, указывает значение квантового числа J. Слева вверху приводится число $2S + 1$, характеризующее мультиплетность уровня. Индексом 0 справа сверху от символа уровня обозначают нечетность электронной конфигурации, четные состояния не отмечаются. Четность электронной конфигурации определяется простым правилом: конфигурация является нечетной, если содержит нечетное число электронов с нечетным ℓ (т. е. p, f-электронов). Символ $^2P^0_{3/2}$ означает уровень нечетного состояния с $L = 1$, $J = 3/2$ и $S = 1/2$. Символ $^1D_2$ соответствует состоянию с $L = 2$, $J = 2$, $S = 0$ и четной электронной конфигурации.

Для полной характеристики энергетического состояния атома наряду с обозначением уровня нередко приводят электронную конфигурацию. Например, основное энергетическое состояние Na обозначается в виде $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 S_{1/2}$. Часто вместо полной электронной конфигурации указывают перед обозначением символа уровня лишь электронное состояние незаполненных оболочек. Так, основной уровень Na обозначают не как указано выше, а более кратко: $3s^2 S_{1/2}$. Здесь $3s$ соответствует электронному состоянию валентного электрона. Энергетическая структура атомов цезия приведена на рис. 1.3.

(L, S)-связь реализуется в тех случаях, когда электростатическое взаимодействие электронов между собой (их отталкивание по

закону Кулона) велико по сравнению со спин-орбитальным взаимодействием спинового магнитного момента электрона с магнитным полем, обусловленным движением электронов вокруг ядра. Однако в некоторых атомах энергия спин-орбитального взаимодействия превышает энергию электростатического отталкивания электронов в электронной оболочке. Это соответствует так называемой (j, j)-связи. При (j, j)-связи для каждого электрона сначала складываются его орбитальный $\vec{P}_{\ell i}$ и спиновый $\vec{P}_{si}$ моменты в полный момент данного электрона $\vec{P}_{ji}$, а затем полные моменты отдельных электронов складываются в полный момент атома $\vec{P}_j$. Для (j, j)-связи в случае двух электронов имеем

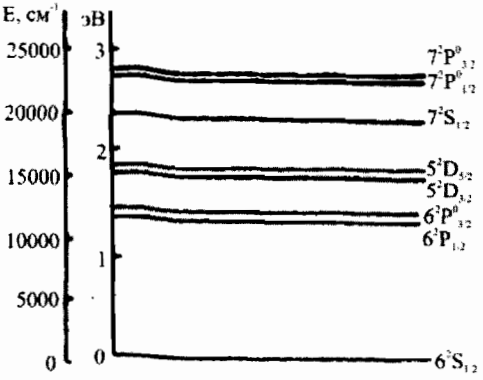


Рис. 1.3. Схема уровней энергии атома цезия

$$\vec{P}_{j_1} = \vec{P}_{\ell_1} + \vec{P}_{s_1}; \quad \vec{P}_{j_2} = \vec{P}_{\ell_2} + \vec{P}_{s_2}; \quad \vec{P}_J = \vec{P}_{j_1} + \vec{P}_{j_2}.$$

Величины полных моментов электронов и полный момент количества движения атома определяются по формулам

$$\left|\vec{P}_{j_1}\right| = \frac{h}{2\pi}\sqrt{j_1(j_1+1)},$$
$$\left|\vec{P}_{j_2}\right| = \frac{h}{2\pi}\sqrt{j_2(j_2+1)},$$
$$\left|\vec{P}_J\right| = \frac{h}{2\pi}\sqrt{J(J+1)},$$

где j_1, j_2 и J принимают значения

$$j_1 = \ell_1 + \frac{1}{2}, \quad \ell_1 - \frac{1}{2}; \quad j_2 = \ell_2 + \frac{1}{2}, \quad \ell_2 - \frac{1}{2};$$
$$J = j_1 + j_2, j_1 + j_2 - 1, \ldots, |j_1 - j_2|.$$

При (j,j)-связи квантовые числа L и S теряют смысл, в отличие от квантового числа J, которое его сохраняет. В случае (j,j)-связи соответствующие уровни обозначают символом $[j_1, j_2]$. Например, символу $[5/2,\ 3/2]_4$ соответствует уровень с $j_1 = 5/2$, $j_2 = 3/2$ и $J = 4$. Резко выраженная (j,j)-связь встречается крайне редко.

Как показывает анализ, число энергетических состояний атома не определяется типом связи. От него зависит лишь относительное расположение уровней энергии. Поэтому часто условно используют одну и ту же $(L,\ S)$-символику для обозначения уровней независимо от типа связи.

Кроме $(L,\ S)$ и $(j,\ j)$-связи, в некоторых атомах с тремя и более электронами осуществляется промежуточная связь, называемая $(J,\ \ell)$-связью. Она реализуется, например, в атомах инертных газов Ne, Ar, когда один из внешних электронов переводится в более высокое энергетическое состояние. При $(J,\ \ell)$-связи, характеризуемой квантовым числом J_1, полный момент $\vec{P}_{J_1}$ группы сильно связанных $(L,\ S)$-связью складывается с моментами P_ℓ и P_s более удаленного от ядра электрона по схеме

$$\vec{P}_{J_1} + \vec{P}_\ell = \vec{P}_{J'}; \qquad \vec{P}_{J'} + \vec{P}_s = \vec{P}_J.$$

Величины $\left|\vec{P}_{J'}\right|$ и $\left|\vec{P}_J\right|$ определяются через квантовые числа посредством формул

$$\left|\vec{P}_{J'}\right| = \frac{h}{2\pi}\sqrt{J'(J'+1)}; \qquad \left|\vec{P}_J\right| = \frac{h}{2\pi}\sqrt{J(J+1)},$$

где

$$J' = J_1 + \ell, J_1 + \ell - 1, \ldots, \left|J_1 - \ell\right|;$$
$$J = J' + \frac{1}{2}, \quad J' - \frac{1}{2}.$$

Состояния атомов с промежуточной (J,ℓ)-связью обозначают символикой Рака: в квадратных скобках указывают значение суммы $J' + \ell$, за скобками внизу приводят значение J; справа вверху ставят индекс четности электронной конфигурации атома (значок “0” соответствует нечетной конфигурации, четное состояние не отмечают); перед квадратными скобками указывают символ состояния внешнего электрона.

Например, $3p[5/2]_2$ обозначает четное состояние, когда внешний электрон находится в состоянии с $n = 3$ и $\ell = 1$, число $J = 2$, а сумма $J' + \ell = 5/2$ ($J' = 5/2 - \ell = 5/2 - 1 = 3/2$). На рис. 1.4 приведена система нижних энергетических уровней энергии атома неона. Для уровней неона и атомов других инертных газов кроме символики Рака широко используют из-за их простоты обозначения Пашена, которые не имеют особого физического смысла и не дают однозначной связи с квантовыми числами, характеризующими состояние атома. На рис. 1.4 уровни неона даны в обозначениях (L, S)-связи, Рака и Пашена.

Многие атомы обладают сверхтонкой структурой электронных энергетических уровней. Она наблюдается у атомов, имеющих механический момент ядра (спин ядра) $\vec{P}_I$, отличный от нуля, и вызывается взаимодействием электронных оболочек атома с магнитным и электрическим моментами ядер.

Сверхтонкая структура уровней характеризуется квантовым числом полного момента атома. Полный момент атома $\vec{P}_F$ представляет собой сумму полного момента электронной оболочки $\vec{P}_J$ и механического момента ядра $\vec{P}_I : \vec{P}_F = \vec{P}_J + \vec{P}_I$. Механический момент ядра $\vec{P}_I$ определяется по формуле

$$\left|\vec{P}_I\right| = \frac{h}{2\pi}\sqrt{I(I+1)},$$

(I-спин ядра). Для разных ядер $I = 0, 1/2, 1, 3/2, 2, 5/2$ и т. д. При данных квантовых числах I и J полный механический момент атома имеет соответственно значения

$$\left|\vec{P}_F\right| = \frac{h}{2\pi}\sqrt{F(F+1)},$$

где

$$F = I + J,\ I + J - I, \ldots, |I - J|,$$

т. е. F принимает $2I + 1$ различных значений при $J > I$ и $2J + 1$ значений при $J < 1$. Следовательно, каждый энергетический уровень, характеризуемый квантовым числом J, расщепляется при наличии момента ядра на $2I + 1$ сверхтонких подуровней при $J > I$ и на $2J + I$ подуровней при $J < I$. На энергетических диаграммах уровней сверх-

тонкой структуры проставляется значение квантового числа F. Схема сверхтонкой структуры нижних уровней атомов Na^{23} ($I = 3/2$) представлена на рис. 1.5. Уровни $S_{1/2}$ и $P_{1/2}$ расщеплены на подуровни с $F = 1$ и $F = 2$.

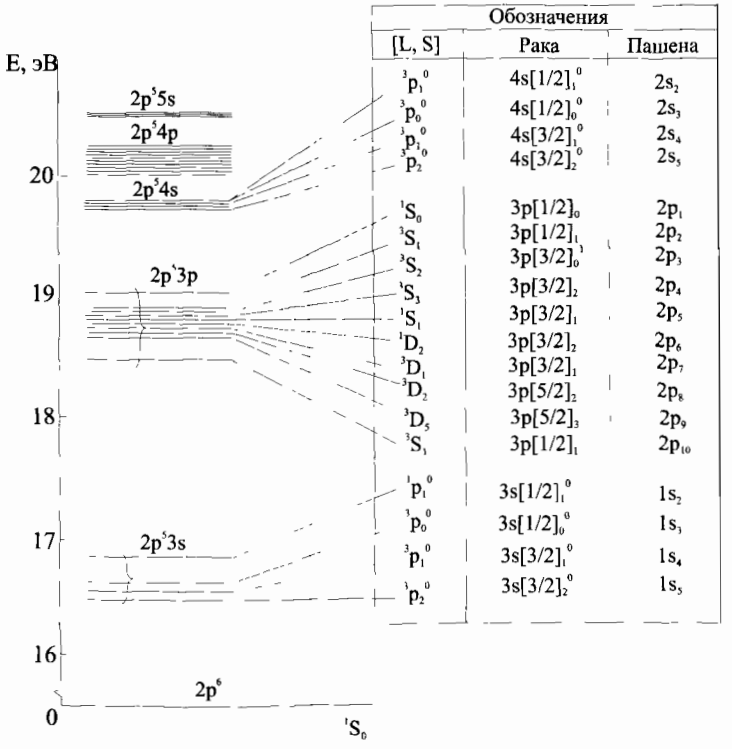


Рис. 1.4. Схема нижних энергетических уровней атома неона

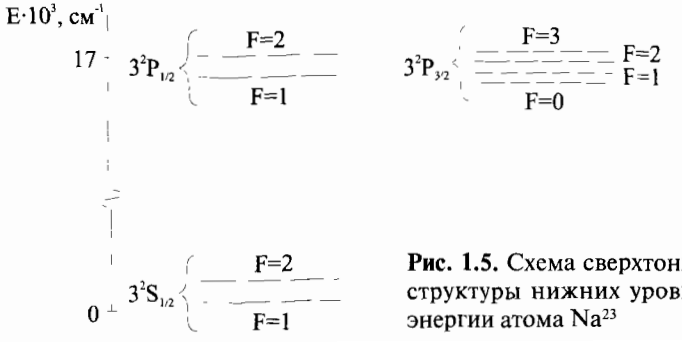


Рис. 1.5. Схема сверхтонкой структуры нижних уровней энергии атома Na^{23}

Энергетические состояния молекул

Схема уровней энергии молекул имеет значительно более сложный вид, чем у атомов. Энергетические состояния молекул определяются наряду с движением электронов, как это имеет место в атомах, также колебательным (периодическим изменением относительного расположения ядер атомов, входящих в состав молекул) и вращательным (периодическим изменением ориентации молекул как целого в пространстве) движением молекул. Энергия молекулы E приближенно может быть представлена формулой

$$E = E_{эл} + E_{кол} + E_{вр},$$

где $E_{эл}$, $E_{кол}$, $E_{вр}$ – соответственно энергия электронного, колебательного и вращательного движений в молекуле, т. е. просто электронная, колебательная и вращательная энергия молекулы.

Исследование спектров испускания (поглощения) и расчет энергетических уровней показывают, что электронная энергия молекул того же порядка, что в атоме, и много больше колебательной энергии, а последняя, в свою очередь, значительно превышает вращательную энергию:

$$E_{эл} \gg E_{кол} \gg E_{вр}.$$

Электронная энергия равна нескольким электронвольтам, колебательная – десятым и сотым долям, а вращательная – тысячным и десятитысячным электронвольта. Электронная, колебательная и вращательная энергии молекул квантуются (принимают определенный набор значений). Каждому электронному состоянию молекулы соответствует набор значений колебательной энергии, а каждому электронному и колебательному энергетическим состояниям отвечает набор значений вращательной энергии. При заданных величинах $E_{эл}$, $E_{кол}$ и $E_{вр}$ полная энергия E молекулы имеет определенное значение, соответствующее данному электронно-колебательно-вращательному состоянию. Схема, иллюстрирующая общий характер расположения уровней (без соблюдения действительного масштаба) для простейшего случая двухатомной молекулы, приведена на рис. 1.6, где использованы следующие обозначения: A, B – электронные уровни; v', v'' – квантовые числа колебательных уровней; J', J'' – квантовые числа вращательных уровней.

Переход молекулы из одного энергетического состояния в другое может сопровождаться изменением всех трех частей полной энергии – электронной, колебательной и вращательной. Так, для излучательных переходов согласно условию частот Бора (1.1) имеем

$$h\nu = E' - E'' = (E'_{эл} - E''_{эл}) + (E'_{кол} - E''_{кол}) + (E'_{вр} - E''_{вр}).$$

Здесь один штрих соответствует величинам, относящимся к верхнему, а два штриха – к нижнему электронно-колебательно-вращательным уровням.

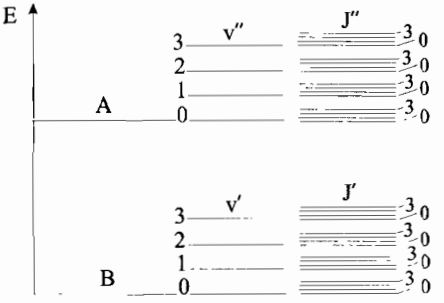


Рис. 1.6. Схема уровней энергии двухатомной молекулы

Полное изменение энергии молекулы при переходе слагается из изменения электронной $\Delta E_{эл} = E'_{эл} - E''_{эл}$, колебательной $\Delta E_{кол} = E'_{кол} - E''_{кол}$ и вращательной $\Delta E_{вр} = E'_{вр} - E''_{вр}$ энергий. Изменение электронной энергии, как правило, сопровождается изменением колебательной и вращательной энергий.

Образующиеся при этом спектры молекул называют электронными. Как и у атомов, они расположены в видимой и ультрафиолетовой областях. Электронные спектры состоят из отдельных более или менее широких полос. У сложных молекул полосы перекрываются друг с другом. Полосы в спектрах молекул соответствуют различным изменениям $\Delta E_{кол}$ при постоянном $\Delta E_{эл}$. В полосах спектра отдельные линии отвечают различным $\Delta E_{вр}$ при заданных $\Delta E_{эл}$ и $\Delta E_{кол}$.

Вторым типом спектров молекул являются колебательно-вращательные, или просто колебательные спектры, лежащие в основном в инфракрасной области. Они определяются переходами между колебательными уровнями энергии, соответствующими одному и тому же электронному состоянию ($\Delta E_{эл} = 0$). Частоты колебательных спектров находят из соотношения

$$\nu = \frac{(E'_{кол} - E''_{кол}) + (E'_{вр} - E''_{вр})}{h}.$$

Третьим типом спектров молекул являются вращательные спектры. Они лежат в радио- и СВЧ-диапазонах волн и соответствуют переходам, при которых меняется лишь вращательная энергия без изменения электронной и колебательной энергии:

$$\nu = \frac{\left(E'_{вр} - E''_{вр}\right)}{h}.$$

Ввиду большого разнообразия и сложности строения молекул невозможно осуществить единую классификацию их энергетических уровней. Систематизация энергетических состояний молекул производится по отдельным классам молекул на основе свойств симметрии. Колебательные и вращательные уровни молекул характеризуются квантовыми числами ν, J колебательного и вращательного движений.

1.2. Поглощение, спонтанное и вынужденное излучения

Взаимодействие электромагнитного излучения и вещества обусловлено внутренними энергетическими переходами частиц из одного стационарного состояния в другое и проявляется в излучении и поглощении квантов излучения (фотонов).

Испускание электромагнитного излучения веществом связано с переходами атомных частиц из состояния с большей энергией в состояние с меньшей энергией. Существует два вида переходов между энергетическими уровнями, сопровождающихся испусканием электромагнитного излучения: спонтанные и индуцированные.

Спонтанные переходы представляют собой самопроизвольные переходы возбужденных атомных частиц в нижнее энергетическое состояние. Излучение, возникающее в результате самопроизвольных переходов и называемое спонтанным, носит статистический характер. Атомные частицы при спонтанных переходах испускают фотоны независимо друг от друга, фаза, а также направление распространения фотона имеют случайный характер. Поэтому спонтанное излучение некогерентно и ненаправленно.

Индуцированные переходы вызываются (индуцируются) внешним электромагнитным излучением, частота которого равна или

близка частоте квантового перехода ν_{mn}. Излучение, возникающее в результате индуцированных переходов, называют индуцированным, вынужденным или стимулированным. Индуцированное излучение имеет ту же частоту, фазу, направление распространения и поляризацию, что и вынуждающее внешнее излучение. Другими словами, индуцированное и вызывающее его внешнее излучение когерентны.

Кроме спонтанного и индуцированного излучения, может происходить резонансное поглощение энергии проходящего через вещество электромагнитного излучения. Процесс резонансного поглощения подобен процессу индуцированного излучения, но идет в обратном направлении. Атомные частицы, находящиеся в нижнем энергетическом состоянии E_n, под действием электромагнитного поля переходят в верхнее энергетическое состояние E_m, поглощая при каждом переходе квант энергии $h\nu = E_m - E_n$.

Явления индуцированного излучения и поглощения связаны и представляют собой две неразрывные стороны одного и того же процесса взаимодействия излучения и вещества.

Важными квантовыми характеристиками процессов испускания и поглощения излучения являются вероятности соответствующих процессов.

Спонтанное излучение атомных частиц, связанное с переходом между верхним энергетическим состоянием m и нижним n, описывается вероятностью спонтанного испускания перехода в единицу времени A_{mn} (A_{mn} называют также коэффициентом Эйнштейна для спонтанного испускания). Этот коэффициент определяется квантовыми свойствами частиц и принципиально может быть вычислен для каждого перехода методами квантовой электродинамики. Величина A_{mn} характеризует интенсивность спонтанных переходов и определяет среднее время жизни частиц в возбужденном состоянии m.

Предположим, что имеется большое число атомных частиц, образующих сильно разряженный газ, такой, что взаимодействием между частицами можно пренебречь. Допустим также, что в некоторый момент t в возбужденном состоянии m находится N_m частиц. С течением времени за счет спонтанных переходов частицы переводятся из возбужденного состояния m в нижележащее состояние n. Уменьшение числа частиц $-dN_m$ в состоянии m за время от t до $t + dt$ составляет:

$$-dN_m = A_{mn} N_m dt, \tag{1.2}$$

тогда

$$N_m = N_{m0} e^{-A_{mn} t}, \tag{1.3}$$

где N_{m0} – начальное число атомных частиц в состоянии m при $t = 0$. Это уравнение описывает закон изменения со временем числа частиц возбужденного состояния m.

Используя соотношения (1.2) и (1.3) и учитывая, что при каждом переходе частиц из состояния m в n излучается фотон с энергией $h\nu_{mn} = E_m - E_n$ (E_m и E_n – соответственно энергия частиц в состояниях m и n), для мощности спонтанного излучения P_c получим

$$P_c = h\nu_{mn} A_{mn} N_m = h\nu_{mn} N_{m0} A_{mn} e^{-A_{mn} t}, \tag{1.4}$$

т. е. мощность спонтанного излучения изменяется со временем по экспоненциальному закону. Из (1.3) и (1.4) видно, что через промежуток времени $\tau = 1/A_{mn}$ число частиц на верхнем уровне m и мощность спонтанного излучения уменьшаются в e раз. Величина $\tau = 1/A_{mn}$ называется временем жизни частиц в возбужденном состоянии. Если ниже уровня m имеется не один, а несколько уровней, то время жизни частиц в состоянии m равно обратной величине полной вероятности спонтанных переходов с уровня m на все нижние: $\tau = \dfrac{1}{\sum_i A_{mi}}$ (A_{mi} – вероятность спонтанного перехода $m \to i$).

Индуцированные излучательные переходы с верхнего энергетического состояния в нижнее и обратные переходы с поглощением энергии характеризуются вероятностью вынужденного испускания и вероятностью поглощения.

Согласно экспериментальным данным вероятности индуцированных переходов пропорциональны плотности энергии ρ_ν на частоте перехода. Поэтому вероятность W_{mn} индуцированного перехода в единицу времени между состояниями $m \to n$ можно определить выражением

$$W_{mn} = B_{mn} \rho_\nu \qquad 1.5)$$

(B_{mn} называют коэффициентом Эйнштейна для вынужденного испускания). Зная вероятность W_{mn}, легко найти число индуцирован-

ных переходов dZ_{mn} между уровнями $m \to n$ за промежуток времени от t до $t + dt$:

$$dZ_{mn} = W_{mn} N_m dt, \tag{1.6}$$

где N_m – число частиц в состоянии m в момент времени t. Аналогично определим вероятность W_{nm} поглощения квантов электромагнитного поля в единицу времени:

$$W_{nm} = B_{nm} \rho_\nu \tag{1.7}$$

(B_{nm} – называют коэффициентом Эйнштейна для поглощения). Число dZ_{nm} поглощенных квантов электромагнитного поля на переходе $n \to m$ за промежуток времени от t до $t + dt$ определяется формулой

$$dZ_{nm} = W_{nm} N_n dt, \tag{1.8}$$

где N_n – число частиц в состоянии n в момент времени t.

Коэффициенты Эйнштейна B_{mn} и B_{nm}, представляющие собой постоянные величины, так же как A_{mn}, являются квантовыми характеристиками перехода данного типа атомных частиц.

Коэффициенты B_{mn}, B_{nm}, A_{mn} взаимосвязаны. Для установления этой связи рассмотрим совокупность атомных частиц, находящихся в термодинамическом равновесии со стенками окружающего их объема и имеющих абсолютную температуру T. Выделим из всей системы уровней, которой обладают рассматриваемые частицы, два уровня n и m с энергиями E_n и $E_m (E_m > E_n)$ (рис. 1.7). Обозначим N_n и N_m число частиц в единице объема, находящихся в состояниях с энергией E_n и E_m. Атомные частицы излучают и поглощают энергию электромагнитного поля, совершая в первом случае переходы $m \to n$, а во втором $n \to m$. Переходы с испусканием квантов излучения с частотой $\nu = (E_m - E_n)/h$ происходят либо спонтанно, либо индуцировано. Сумма вероятностей тех или

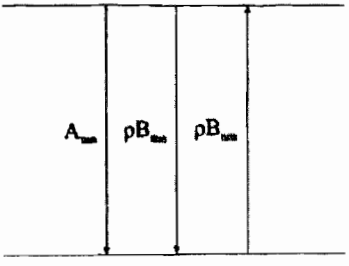


Рис. 1.7. Схема двух энергетических состояний с указанием спонтанных и индуцированных переходов

других переходов в единицу времени равна $A_{mn}+B_{mn}\rho_\nu$. За время dt число переходов с уровня m на уровень n составит

$$dZ_{mn}=(A_{mn}+B_{mn}\rho_\nu)N_m dt. \tag{1.9}$$

За тот же промежуток времени dt число переходов $n\to m$ с поглощением будет:

$$dZ_{nm}=B_{nm}\rho_\nu N_n dt. \tag{1.10}$$

Поскольку система находится в равновесии, число переходов $(n\to m)$ и обратных им $(m\to n)$ за один и тот же отрезок времени должно быть одинаковым, т. е. $dZ_{nm}=dZ_{mn}$. Из (1.9) и (1.10) получаем

$$N_m(A_{mn}+B_{mn}\rho_\nu)=B_{nm}\rho_\nu N_n;$$

тогда

$$\rho_\nu=\frac{A_{mn}}{\frac{N_n}{N_m}B_{nm}-B_{mn}}. \tag{1.11}$$

При термодинамическом равновесии распределение частиц по состояниям подчиняется закону Больцмана, согласно которому число частиц N_j, имеющих энергию E_j, определяется формулой

$$N_j=g_j N_0 C e^{-\frac{E_j}{kT}}, \tag{1.12}$$

где N_0 – полное число частиц всей системы; g_j – фактор вырождения (статистический вес) уровня E_j, показывающий, сколько независимых состояний атомной частицы имеют одну и ту же энергию; C – одинаковый для всех уровней множитель, зависящий от абсолютной температуры T, k – постоянная Больцмана.

Учитывая (1.12) отношение N_n/N_m, входящее в (1.11), можно записать

$$\frac{N_n}{N_m}=\frac{g_n}{g_m}e^{\frac{E_m-E_n}{kT}}=\frac{g_n}{g_m}e^{\frac{h\nu}{kT}}. \tag{1.13}$$

С учетом (1.13), выражение (1.11) принимает вид

$$\rho_\nu = \frac{A_{mn} g_m}{B_{nm} g_n e^{\frac{h\nu}{kT}} - g_m B_{mn}}. \tag{1.14}$$

Это – формула для плотности энергии равновесного излучения, выраженная посредством коэффициентов Эйнштейна. Сравнивая ее с формулой Планка для плотности энергии равновесного излучения

$$\rho_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \tag{1.15}$$

получаем следующие важные соотношения:

$$g_n B_{nm} = g_m B_{mn}; \tag{1.16}$$

$$A_{mn} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{g_n}{g_m} B_{nm} = \frac{8\pi h}{\lambda^3} \frac{g_n}{g_m} B_{nm}, \tag{1.17}$$

где $\lambda = c/\nu$ – длина волны излучения в вакууме. Если уровни энергии простые, то $g_n = g_m = 1$ и

$$B_{nm} = B_{mn}, \tag{1.18}$$

$$A_{mn} = \frac{8\pi h}{\lambda^3} B_{nm}. \tag{1.19}$$

Соотношение (1.17) связывает вероятность спонтанного перехода в единицу времени с коэффициентом Эйнштейна для вынужденных переходов. Из него следует, что вероятность спонтанного перехода резко меняется с частотой (пропорционально кубу частоты). Спонтанное излучение при переходе в радиодиапазоне не играет заметной роли. Оно существенно в оптическом диапазоне (частота радиодиапазона меньше оптической частоты примерно в 10^4 раз, и коэффициент, связывающий вероятность спонтанного и вынужденного излучения, при переходе от оптического к радиодиапазону изменяется 10^{-12} раз).

Согласно выражению (1.18), в случае невырожденных уровней вероятности переходов с индуцированным испусканием и поглощением фотонов равны.

Соотношения (1.16) и (1.17) позволяют по одной известной постоянной Эйнштейна определить остальные коэффициенты. Как уже отмечалось, коэффициенты Эйнштейна являются квантовыми характеристиками перехода данного типа частиц. Они определяются посредством собственных функций стационарных состояний атомных частиц.

1.3. Связи коэффициентов Эйнштейна с собственными волновыми функциями частиц

Определение коэффициентов Эйнштейна требует решения задачи о взаимодействии атомной частицы с периодическим полем электромагнитной волны. Рассмотрим атомную частицу, для которой известна полная система волновых функций стационарных состояний:

$$\psi_1 = \psi_1^0 \exp\left(-2\pi i E_1 h^{-1} t\right), \quad \psi_2 = \psi_2^0 \exp\left(-2\pi i E_2 h^{-1} t\right), \ldots,$$
$$\psi_q = \psi_q^0 \exp\left(-2\pi i E_q h^{-1} t\right),$$

где ψ_1^0, ψ_2^0, ..., ψ_q^0) – амплитудные волновые функции; $E_1, \ldots, E_q$ – собственные значения энергии соответствующих состояний. Волновые функции удовлетворяют уравнению Шредингера

$$\hat{H}_0 \psi = -\frac{h}{2\pi i} \frac{\partial \psi}{\partial t}. \tag{1.20}$$

Пусть на эту частицу с некоторого момента $t = 0$ начинает действовать электрическое, переменное во времени, направленное вдоль оси x поле:

$$\varepsilon_x = \varepsilon_{\nu x}^0 \cos(2\pi \nu t). \tag{1.21}$$

Электрическое поле, описываемое формулой (1.21), приведет к возмущению энергии частицы на величину

$$U(t) = -(\vec{p}\vec{\varepsilon}) = -p_x \varepsilon_{\nu x}^0 \cos(2\pi\nu t), \tag{1.22}$$

где p_x – проекция дипольного момента $\vec{p}$ частицы на направление электрического поля. При этом волновая функция удовлетворяет уравнению

$$\left[\hat{H}_0 + \hat{U}(t)\right]\psi = -\frac{h}{2\pi i}\frac{\partial\psi}{\partial t}, \tag{1.23}$$

где $\hat{U}(t)$ представляет собой оператор, определяемый энергией взаимодействия частицы и поля (1.22). При действии переменного поля энергия частицы изменяется, и частица не может иметь стационарных состояний подобно тем, которые она имеет в отсутствие внешних полей.

Для решения уравнения (1.23) воспользуемся методом теории возмущений. Будем искать решения уравнения (1.23) в виде суммы

$$\psi = \sum_k a_k(t)\psi_k \tag{1.24}$$

(коэффициенты $a_k(t)$ являются функциями времени). Смысл этих коэффициентов состоит в том, что квадраты их модулей $|a_k(t)|^2$ представляют вероятность получить при измерении энергии частицы в момент t значение E_k, соответствующее невозмущенному состоянию волновой функции. Суммирование в (1.24) ведется по всем состояниям невозмущенной задачи. Подставив выражение (1.24) в уравнение (1.23), получим

$$\sum_k a_k \hat{H}_0 \psi_k + \sum_k a_k \hat{U}\psi_k = -\frac{h}{2\pi i}\sum_k a_k \frac{\partial\psi_k}{\partial t} - \frac{h}{2\pi i}\sum_k \psi_k \frac{da_k}{dt}. \tag{1.25}$$

Первые члены слева и справа тождественно равны друг другу, так как функции ψ_k удовлетворяют (1.20). Поэтому уравнение (1.25) можно переписать в виде

$$\sum_k a_k \hat{U}\psi_k = -\frac{h}{2\pi i}\sum_k \psi_k \frac{da_k}{dt}.$$

Умножим данное уравнение на какую-нибудь комплексно-сопряженную волновую функцию ψ_m^* стационарного состояния частицы и проинтегрируем его по всему пространству. Тогда получим

$$\sum_k a_k \int \psi_m^* \hat{U} \psi_k d\tau = -\frac{h}{2\pi i} \sum_k \frac{da_k}{dt} \int \psi_m^* \psi_k d\tau. \qquad (1.26)$$

Так как волновые функции стационарных состояний обладают свойством ортогональности

$$\int \psi_m^* \psi_k d\tau = \begin{cases} 0 \text{ при } k \neq m \\ 1 \text{ при } k = m, \end{cases}$$

то в правой части равенства (1.26) остается лишь один член равный $-[h/2\pi i](da_m/dt)$. Учитывая это и принимая во внимание, что

$$\psi_m^* = \psi_m^{0*} \exp(2\pi i E_m h^{-1} t), \quad \psi_k = \psi_k^0 \exp(-2\pi i E_k h^{-1} t),$$

можно записать равенство (1.26) следующим образом:

$$\frac{da_m}{dt} = -\frac{2\pi i}{h} \sum_k \exp\left[-2\pi i h^{-1}(E_k - E_m)t\right] a_k \int \psi_m^{0*} U \psi_k^0 d\tau, \qquad (1.27)$$

или, введя обозначения

$$(E_k - E_m)h^{-1} = \nu_{km}, \qquad (1.28)$$

$$\int \psi_m^{0*} \hat{U} \psi_k^0 d\tau = U'_{mk} \qquad (1.29)$$

(U'_{mk} – матричный элемент возмущения), представим уравнения (1.27) в более компактном виде:

$$\frac{da_m}{dt} = \frac{2\pi i}{h} \sum_k \exp(-2\pi i \nu_{km}) U'_{mk} a_k. \qquad (1.30)$$

Таким образом мы получим бесконечную систему уравнений для бесконечно большого числа неизвестных коэффициентов a_m.

Будем считать, что в момент времени $t = 0$, когда начинает действовать переменное электрическое поле, частица находится в n-м-

стационарном состоянии. Тогда с учетом смысла коэффициентов разложения (1.24) в момент $t = 0$ коэффициент $a_n = 0$, а остальные коэффициенты равны нулю:

$$a_k = \begin{cases} 1 \text{ при } k \neq n, \\ 0 \text{ при } k \neq n. \end{cases} \tag{1.31}$$

Точное вычисление коэффициентов a_m в уравнении (1.30) практически невозможно. Но относительно просто можно провести приближенное вычисление. Для этого в правую часть уравнения (1.30) вместо коэффициентов a_k подставим их значения из начальных условий (1.31):

$$\frac{da_m}{dt} = \frac{-2\pi i}{h} \exp(-2\pi i \nu_{nm} t) U'_{mn}. \tag{1.32}$$

Полагая здесь $m = 1, 2, 3, \ldots$, получаем независимые уравнения для всех коэффициентов $a_1, a_2, a_3, \ldots$ Решение этих уравнений позволяет найти в первом приближении коэффициенты в правой части уравнений (1.30) и проинтегрировать полученные уравнения. Продолжая процедуру, можно получить любое приближение. Но оказывается достаточным найти лишь первое приближение.

Запишем явное выражение для матричного элемента в рассматриваемом случае дипольного взаимодействия. Подставляя в формулу (1.29) вместо U его выражение из (1.22), получаем

$$\begin{aligned} U'_{mn} &= \int \psi_n^{0*} \hat{U} \psi_n^0 d\tau = -\varepsilon_{\nu x} \cos(2\pi\nu t) \int \psi_m^{0*} p_x \psi_n^0 d\tau = \\ &= -\varepsilon_{\nu x}^0 \cos(2\pi\nu t) M_{mn|x}, \end{aligned} \tag{1.33}$$

где $M_{mn|x} = \int \psi_m^{0*} p_x \psi_n^0 d\tau$.

Элемент $M_{mn|x}$ называют матричным элементом проекции дипольного момента на ось x перехода $m \to n$. Подставляя уравнение (1.33) в (1.32), находим

$$\frac{da_m}{dt} = \frac{i2\pi}{h} \varepsilon_{\nu x}^0 M_{mn|x} \exp(-i2\pi\nu_{nm} t) \cos(2\pi\nu t).$$

Отсюда, интегрируя от нуля до t с учетом начальных условий (1.31), имеем

$$a_m = \varepsilon_{\nu x}^0 M_{mn|x} 2^{-1} h^{-1} \left(\frac{\exp\left[i2\pi(\nu_{mn}+\nu)t\right]-1}{\nu_{mn}+\nu} + \right.$$
$$\left. + \frac{\exp\left[i2\pi(\nu_{mn}-\nu)t\right]-1}{\nu_{mn}-\nu} \right). \qquad (1.34)$$

В соответствии с равенством (1.28), величина ν_{mn} может быть положительной (при переходах с поглощением, когда $E_m > E_n$) и отрицательной (при индуцированных переходах с излучением, когда $E_m < E_n$).

Вероятность перехода частицы равна квадрату модуля коэффициента a_m. Нетрудно видеть из выражения (1.34), квадрат модуля коэффициента $|a_m|$, т. е. вероятности перехода между двумя уровнями ($|\nu_{mn}|$ имеет одно и то же значение) как при поглощении, так и при индуцированном испускании равны. Это находится в полном согласии с выводом, сделанным ранее на основе равенства коэффициентов Эйнштейна $B_{mn} = B_{nm}$.

В случае переходов с поглощениями в выражении (1.34) главенствующую роль играет второй член, стоящий в скобках при частотах $\nu \simeq \nu_{mn}$, а первым членом можно пренебречь. Наоборот, для вынужденного испускания ($\nu_{mn} < 0$) можно пренебречь вторым членом по сравнению с первым, имеющим существенное значение на частотах, близких к частоте перехода $m \leftrightarrow n$, $\nu \simeq |\nu_{mn}|$.

Таким образом, для случая перехода с поглощением можно записать:

$$a_m \approx \varepsilon_{\nu x}^0 M_{mn|x} 2^{-1} h^{-1} \left(\exp\left[i2\pi(\nu_{mn}-\nu)t\right]-1\right)(\nu_{mn}-\nu)^{-1}.$$

Отсюда вероятность перехода в состояние m за время t при воздействии на частицу монохроматического электрического поля с частотой ν равна

$$|a_m|^2 = \left(\varepsilon_{\nu x}^0\right)^2 |M_{mn}|_x^2 h^{-2} (\nu_{mn}-\nu)^{-2} \sin^2 \pi(\nu_{mn}-\nu)t. \qquad (1.35)$$

При установлении связи между коэффициентами Эйнштейна рассматривалось термодинамическое равновесие частиц и излучения в замкнутой полости. В этом случае переходы частиц с одного уровня на другой происходят под действием электромагнитного поля со сплошным спектром. Для нахождения полной вероятности перехода с поглощением в замкнутой полости под действием x-составляющей электрического поля проинтегрируем выражение (1.35) по всем частотам спектра:

$$W_{mnx} = \int_0^\infty |a_m|^2 d\nu = |M_{mn}|_x^2 h^{-2} \int_0^\infty \left(\varepsilon_{\nu x}^0\right)^2 (\nu_{mn} - \nu)^{-2} \sin^2 \pi(\nu_{mn} - \nu) t d\nu.$$

Вычисление интеграла упрощается тем, что подынтегральная функция имеет острый максимум при $\nu = \nu_{mn}$, а в остальной области значений частот достаточно мала. Поэтому, во-первых, можно без большой ошибки пределы интегрирования расширить до $-\infty$ и $+\infty$ и, во-вторых, вынести из-под знака интеграла $\varepsilon_{\nu x}^{0\ 2}$. Тогда

$$W_{mnx} = |M_{mn}|_x^2 \left(\varepsilon_{\omega x}^0\right)^2 h^{-2} \int_{-\infty}^\infty (\nu_{mn} - \nu)^{-2} \sin^2 \pi(\nu_{mn} - \nu) t d\nu,$$

и, введя новую переменную $\xi = \pi(\nu_{mn} - \nu)t$, будем иметь

$$W_{mnx} = |M_{mn}|_x^2 \left(\varepsilon_{\nu x}^0\right)^2 h^{-2} \pi t \int_{-\infty}^\infty \xi^{-2} \sin^2 \xi d\xi. \qquad (1.36)$$

Известно, что $\int_{-\infty}^\infty \xi^{-2} \sin^2 \xi d\xi = \pi$, поэтому из формулы (1.36) получаем

$$W_{mnx} = \left(\varepsilon_{\nu x}^{0\ 2}\right) |M_{mn}|_x^2 \pi^2 h^{-2} t. \qquad (1.37)$$

Величину $\left(\varepsilon_{\nu x}^0\right)$ можно связать со средней плотностью энергии излучения. Для замкнутой полости средняя плотность электромагнитного поля ε_ν, H_ν равна

$$\rho_\nu = 8^{-1} \pi^{-1} \left(\bar{\varepsilon}_\nu^2 + \bar{H}_\nu^2\right) = 4^{-1} \pi^{-1} \bar{\varepsilon}_\nu^2$$

(черта над знаком напряженностей магнитного и электрического полей означает усреднение за период колебаний $T = \nu^{-1}$).

Ввиду полной изотропности излучения ни одно направление не имеет преимущества перед другим, вследствие чего

$$\overline{\varepsilon}_{\nu x}^2 = \overline{\varepsilon}_{\nu y}^2 = \overline{\varepsilon}_{\nu z}^2,$$

поэтому $\varepsilon_\nu^2 = 3\overline{\varepsilon}_\nu^2$ и $\rho_\nu = [3/(4\pi)]\varepsilon_{\nu x}^2$; так как

$$\overline{\varepsilon}_{\nu x}^2 = \left(\varepsilon_{\nu x}^0\right)^2 \overline{\cos^2(2\pi\nu t)} = \left(\varepsilon_{\nu x}^0\right)^2/2,$$

окончательно

$$\rho_\nu = \left[3/(8\pi)\right]\left(\varepsilon_{\nu x}^0\right)^2. \tag{1.38}$$

Подставив в уравнение (1.37) вместо $\left(\varepsilon_{\nu x}^0\right)^2$ его значение из формулы (1.38), получим следующую формулу для вероятности перехода частиц с n-го уровня на m-й за промежуток времени t под действием x-составляющей электрического поля в замкнутой полости:

$$W_{mnx} = \int_{-\infty}^{\infty} |a_m|^2 d\nu = (8\pi/3)|M_{mn}|_x^2 h^{-2}\rho_\nu t.$$

Аналогичные выражения можно записать для вероятности перехода частиц за время t под действием y- и z-составляющих электрического поля, только вместо $M_{mn}|_x$ должны стоять $M_{mn}|_y$ или $M_{mn}|_z$.

Итак, полная вероятность перехода частицы с n-го уровня на m-й в единицу времени будет равна

$$W_{mn} = \frac{8\pi^3}{3h^2}\rho_\nu\left(|M_{mn}|_x^2 + |M_{mn}|_y^2 + |M_{mn}|_z^2\right) = \frac{8\pi^3}{3h^2}\rho_\nu |M_{mn}|^2, \tag{1.39}$$

где

$$|M_{mn}|^2 = |M_{mn}|_x^2 + |M_{mn}|_y^2 + |M_{mn}|_z^2.$$

Сравнивая это выражение с формулой (1.7), выявим связь между коэффициентом Эйнштейна B_{mn} с матричными элементами перехо-

да: $B_{mn} = \left[8\pi^3/(3h^2)\right]|M_{mn}|^2$. Поскольку коэффициенты A_{mn}, B_{nm} связаны с B_{mn} соотношениями (1.16)–(1.17), все коэффициенты Эйнштейна определяются через матричные элементы переходов.

Как следует из формулы (1.39), излучательные переходы частиц из одного энергетического состояния в другое зависят от матричных элементов переходов. Возможны только такие дипольные переходы с излучением, для которых матричные элементы отличны от нуля, и запрещены дипольные переходы, если матричные элементы соответствующих состояний равны нулю.

1.4. Поглощение и усиление электромагнитного излучения веществом

Взаимодействие электромагнитного излучения и вещества определяется индуцированными переходами и сводится к двум связанным между собой процессам: во-первых, поглощению энергии электромагнитного поля невозбужденными атомными частицами, что ведет к его ослаблению; во-вторых, преобразованию внутренней избыточной энергии атомных частиц в энергию колебаний, когерентных с внешним электромагнитным излучением, воздействующим на вещество. В зависимости от конкретного вида распределения атомных частиц по энергетическим состояниям может преобладать тот или иной процесс.

Рассмотрим однородную среду. Выделим из всей совокупности энергетических состояний атомных частиц среды два уровня m и n с энергиями E_m и E_n ($E_m > E_n$). Населенность уровня m, т. е. число атомных частиц в единице объема, находящихся в состоянии с энергией E_m, обозначим N_m, а населенность нижнего уровня $n - N_n$. Допустим, что через среду в направлении x проходит монохроматическое излучение с частотой ν, равной частоте перехода $\nu_{mn} = (E_m - E_n)/h$. Благодаря индуцированным переходам по мере прохождения излучения через среду его плотности потока I_ν (мощность излучения, переносимого через единицу площади поперечного сечения) будет изменяться. Ослабление плотности потока – dI_ν на участке от x до $x + dx$ пропорционально величине I_ν и расстоянию dx:

$$-dI_\nu = \alpha_\nu I_\nu dx; \tag{1.40}$$

тогда

$$I_\nu = I_\nu^0 e^{-\alpha_\nu x}, \tag{1.41}$$

где I_ν^0 – плотность потока излучения при $x = 0$. Коэффициент $\alpha_\nu = -\frac{1}{dx}\frac{dI_\nu}{I_\nu}$ характеризует относительное уменьшение $-\frac{dI_\nu}{I_\nu}$ плотности потока на единицу длины, т. е. показывает, какая доля мощности поглощается в единице объема; величина α_ν называется коэффициентом поглощения. Плотность потока связана с плотностью излучения ρ_ν и скоростью распространения с соотношением

$$I_\nu = c\rho_\nu. \tag{1.42}$$

Величина – dI_ν определяется поглощением и индуцированным испусканием атомных частиц среды, которые находятся в объеме dV, имеющем площадь основания 1 см² и длину dx (рис. 1.8).

Мощность, поглощаемая частицами объема dV, равна:

$$dP_{\text{погл}} = N_n dx \rho_\nu B_{nm} h\nu. \tag{1.43}$$

За счет стимулированного излучения частиц, находящихся в объеме dV, увеличивается мощность:

$$dP_{\text{изл}} = N_m dx \rho_\nu Bmnh\nu. \tag{1.44}$$

Изменение плотности потока излучения на участке dx определяется разностью величин мощности поглощения и индуцированного испускания в объеме dV:

$$\begin{aligned} -dI_\nu &= N_n dx \rho_\nu B_{nm} h\nu - N_m dx \rho_\nu B_{mn} h\nu = \\ &= \frac{I_\nu}{c}\left(N_n - \frac{g_n}{g_m} N_m\right) B_{nm} h\nu dx. \end{aligned} \tag{1.45}$$

Сравнивая (1.40) и (1.45), имеем

$$\alpha_\nu = \frac{h\nu}{c} B_{nm}\left(N_n - \frac{g_n}{g_m} N_m\right). \tag{1.46}$$

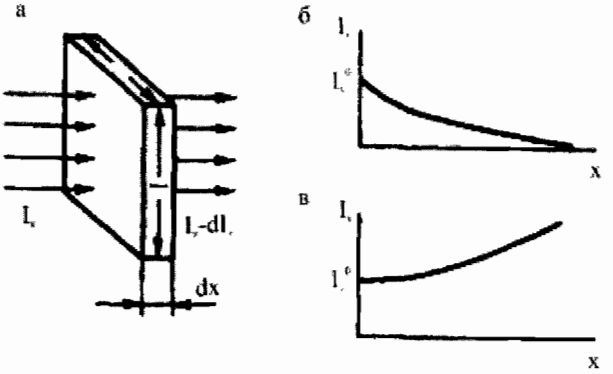


Рис. 1.8. Взаимодействие электромагнитного излучения со средой

В естественных условиях, так же как при термодинамическом равновесии, для всех сред населенность состояний атомных частиц убывает по мере возрастания их энергии, поэтому всегда выполняется неравенство

$$g_m N_n > g_n N_m. \tag{1.47}$$

При этом коэффициент поглощения положителен. При положительном α_ν плотность потока излучения (1.41) по мере прохождения среды уменьшается. Физически это связано с тем, что при выполнении неравенства (1.47) число вынужденных переходов с поглощением превышает число переходов с излучением, и энергия проходящего поля расходуется на увеличение населенностей верхних уровней. Таким образом, во всех веществах в естественных условиях плотность потока излучения уменьшается экспоненциально по мере прохождения среды (рис. 1.8,*б*).

Если каким-либо путем изменить распределение атомных частиц по уровням так, чтобы

$$g_m N_n < g_n N_m, \tag{1.48}$$

то коэффициент поглощения станет отрицательным, и, согласно (1.41), прохождение излучения через среду будет сопровождаться не ослаблением плотности потока, а нарастанием (рис. 1.8,*в*), т.е. среда становится усилителем электромагнитных колебаний. В такой среде индуцированное излучение атомных частиц преобладает над погло-

щением, что и обеспечивает усиление излучения. Следовательно, необходимым условием для усиления излучения средой является выполнение соотношения (1.48). Применительно к невырожденным уровням $g_n = g_m = 1$ оно приобретает простой вид: $N_m > N_n$. Состояние вещества, когда населенность верхних уровней больше, чем нижних, называют состоянием с инверсной населенностью. Таким образом, для обеспечения усиления электромагнитных волн необходимо в среде осуществить инверсию населенностей*.

Ранее рассмотрение велось в предположении, что ширина уровней энергии равна нулю, а взаимодействие вещества и излучения происходит на определенных частотах, соответствующих переходам между уровнями со строго определенными значениями энергии. Однако все реальные уровни энергии имеют конечную ширину, что приводит к тому, что поглощение (излучение, усиление) происходит не только на строго определенных, но и на ближайших к ним частотах. Поэтому спектральные линии поглощения и излучения имеют определенную ширину и форму (рис. 1.9) Под шириной линии $\Delta\nu$ обычно понимают диа-

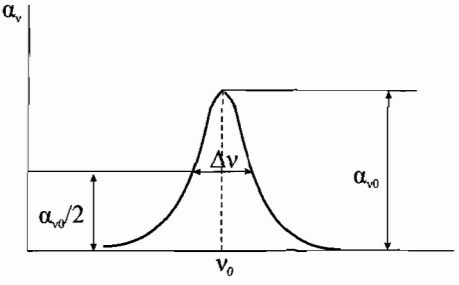


Рис. 1.9. Форма спектральной линии

---

* Иногда при описании неравновесных систем с инверсией населенностей пользуются понятием отрицательной температуры. Логически это понятие вводится в предположении, что населенности двух уровней любой системы, а не только находящейся в тепловом равновесии, связаны между собой формулой Больцмана

$$\frac{N_m}{N_n} = \exp\left[-\frac{E_m - E_n}{kT}\right],$$

следовательно,

$$T = -(E_m - E_n)/\left(k \ln \frac{N_m}{N_n}\right).$$

Для среды с инверсией населенностей $N_m > N_n$ и температура, определяемая по последней формуле, оказывается отрицательной.

пазон частот, в пределах которого интенсивность поглощении (излучения) уменьшается до половины максимальной величины.

Уширение энергетических уровней и спектральных линий обусловливается различными причинами. Даже у покоящихся, невзаимодействующих, изолированных атомных частиц энергетические уровни имеют конечную ширину. Она связана с вероятностью спонтанного испускания, обусловливающего конечность времени жизни частиц в возбужденном состоянии. Согласно соотношению неопределенности для энергии, если время жизни атомной частицы на каком-либо энергетическом уровне составляет τ, то неопределенность ширины этого уровня $\Delta E \cong h/(2\pi\tau)$, или неопределенность энергии уровня в единицах частоты $\Delta\nu = \frac{\Delta E}{h} \cong (2\pi\tau)^{-1}$. Чем меньше время жизни данного состояния, тем больше ширина энергетического уровня и наоборот, уровням долгоживущих (метастабильных) состояний свойственна малая ширина. Уровень основного состояния атомных частиц имеет ширину, равную нулю, так как его время жизни равно бесконечности.

Уширение, связанное со спонтанными переходами, называют естественным, а получаемую при этом ширину линии – естественной. В соответствии с теорией и экспериментальными исследованиями, контур (т. е. распределение интенсивности поглощения или излучения внутри линии) естественной линии описывается функцией Лоренца

$$\varphi(\nu) = \frac{1}{1 + \left(\frac{2(\nu - \nu_0)}{\Delta\nu_L}\right)^2},$$

где ν – текущая частота; ν_0 – частота, соответствующая максимуму поглощения (излучения); $\Delta\nu_L$ – ширина линии. Она зависит от квантовых свойств атомных частиц и, как уже отмечалось, определяется временем жизни частиц в верхнем τ_m и нижнем τ состояниях, переход между которыми соответствует линии:

$$\Delta\nu_L = \frac{1}{2\pi}\left(\frac{1}{\tau_m} + \frac{1}{\tau_n}\right).$$

Естественная ширина линий обычно невелика: для оптических переходов атомов может составлять единицы мегагерц.

Практически наблюдаемые спектральные линии имеют ширину, во много раз превышающую естественную. Причинами такого уширения являются взаимодействия атомных частиц друг с другом, тепловое движение, действие неоднородных электрических и магнитных полей и т. д. Взаимодействие атомных частиц друг с другом приводит к уменьшению времени жизни частиц в данном состоянии, что увеличивает ширину их энергетических уровней и спектральных линий. При этом ширина линий системы частиц совпадает с шириной линии отдельных частиц, а форма линии остается лоренцевой. Такое уширение называют однородным. Характерная особенность однородного уширения состоит в том, что поглощение (излучение) на одной частоте уменьшает поглощение (излучение) на всех остальных частотах спектральной линии.

Тепловое движение атомных частиц приводит к уширению линий, связанному с эффектом Доплера. Атомные частицы в среде непрерывно перемещаются в различных направлениях со случайными скоростями. Вследствие эффекта Доплера частоты их излучения различны. Наблюдаемая линия излучения определяется суммой естественных линий всех частиц рассматриваемой среды. На рис. 1.10 пунктиром обозначены контуры естественных линий частиц, движущихся с различными скоростями $v_1, -v_1$, $v_2, -v_2$, $v_3, -v_3, \ldots$ Интенсивности естественных линий пропорциональны количеству частиц, обладающих соответствующими скоростями. Истинную форму кривой линии излучения (поглощения) получают путем суммирования ординат всего множества лоренцевых линий всех частиц. Как показывает расчет, форма линии, обусловленная эффектом Доплера, для системы частиц, находящихся в термодинамическом равновесии, описывается функцией

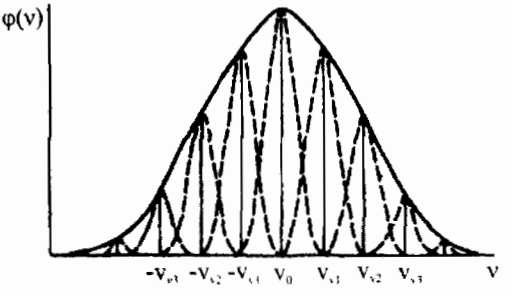


Рис. 1.10. Форма доплеровски уширенной линии

$$\varphi(\nu)=\exp\left\{-\left[\frac{2\sqrt{\ln 2}\,(\nu-\nu_0)}{\Delta\nu_D}\right]^2\right\},$$

где ν_0 – центральная частота перехода, равная частоте перехода покоящихся частиц; $\Delta\nu_D$ – ширина контура линии, определяемая средней скоростью частиц.

Уширение линий, обусловленное несовпадением резонансных частот различных атомных частиц, называют неоднородным. Для веществ с неоднородно уширенной линией характерно следующее: поглощение (излучение) на одной из частот линий не изменяет величины поглощения (излучения) на соседних частотах, отстоящих на расстоянии, большем естественной ширины линий атомных частиц. Примером неоднородного уширения линий, кроме рассмотренного доплеровского, может служить уширение, обусловленное разбросом резонансных частот атомных частиц в твердых веществах, вызываемое внутренними электрическими и магнитными полями.

При рассмотрении взаимодействия излучения и атомных частиц вещества с учетом конечной ширины энергетических уровней используют так называемые спектральные коэффициенты Эйнштейна $A_{mn}(\nu)$, $B_{mn}(\nu)$, $B_{nm}(\nu)$. Коэффициент $A_{mn}(\nu)$ и произведения $\rho_\nu B_{mn}(\nu)$ и $\rho_\nu B_{nm}(\nu)$ определяют соответственно вероятности спонтанных и индуцированных переходов в единицу времени в единичном частотном интервале. Спектральные коэффициенты $A_{mn}(\nu)$, $B_{mn}(\nu)$ и $B_{nm}(\nu)$ связаны с использованными ранее интегральными коэффициентами A_{mn}, B_{mn}, B_{nm} соотношениями

$$A_{mn}=\int_0^\infty A_{mn}(\nu)d\nu;\qquad B_{mn}=\int_0^\infty B_{nm}(\nu)d\nu$$

$$B_{nm}=\int_0^\infty B_{nm}(\nu)d\nu.$$

Между спектральными коэффициентами сохраняются соотношения (1.16)–(1.19), действительные для интегральных. Частотная зависимость спектральных коэффициентов одинакова: она повторяет контур спектральной линии, соответствующей данному переходу. Так, спектральные коэффициенты линий с лоренцевым контуром можно записать в виде

$$A_{mn}(\nu)=A_{mn_0}\frac{1}{1+\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu_L}\right)^2};\qquad B_{mn}(\nu)=B_{mn_0}\frac{1}{1+\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu_L}\right)^2};$$

$$B_{nm}(\nu)=B_{nm_0}\frac{1}{1+\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu_L}\right)^2}.$$

Заменив во всех использованных ранее формулах величины A_{mn}, B_{mn}, B_{nm} спектральными коэффициентами $A_{mn}(\nu)$, $B_{mn}(\nu)$, $B_{nm}(\nu)$, получим соотношения, справедливые для единичного интервала частот. Так, с помощью (1.46) запишем формулу коэффициента поглощения, рассчитанного на единичный интервал частот:

$$\alpha_\nu=\frac{h\nu}{c}B_{nm}(\nu)\left(N_n-\frac{g_n}{g_m}N_m\right).$$

Зависимость коэффициента поглощения от частоты определяется частотной зависимостью коэффициента Эйнштейна.

ГЛАВА 2

МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС

2.1. Метод магнитного резонанса на молекулярных и атомных пучках

Возникновение и развитие квантовой электроники тесным образом связаны с радиочастотным методом на молекулярных и атомных пучках, предложенным и осуществленным впервые И. Раби. Этот метод является одним из наиболее эффективных способов наблюдения за индуцированными переходами атомов и молекул, помещенных в магнитные и электрические поля.

С помощью резонансного метода на атомных и молекулярных пучках были получены фундаментальные результаты (открытие аномального магнитного момента электрона, обнаружение лембовского сдвига уровней $^2S_{1/2}$ и $^2P_{1/2}$ атомов водорода), подтвердившие вывод квантовой электродинамики. Этот метод, позволяющий измерять с прецизионной точностью ряд параметров многих молекул и атомов, нашел широкое применение в создании квантовых стандартов частоты.

Существуют две основные разновидности радиочастотного метода: метод магнитного и метод электрического резонансов в молекулярных и атомных пучках. Согласно первому из них, изучаются и используются переходы между уровнями атомных частиц, вызываемые магнитной составляющей электромагнитного поля, согласно второму – переходы, обусловливаемые электрической составляющей поля.

Наибольшее распространение получил радиочастотный метод магнитного резонанса. С его помощью исследуются молекулы и атомы, имеющие магнитный момент. Магнитный момент атомов и молекул определяется магнитными моментами их электронных оболочек и ядер, входящих в них. Многие молекулы, а также некоторые атомы в основном состоянии имеют замкнутые электронные оболочки, магнитные моменты которых равны нулю. Полный магнитный момент таких атомов и молекул определяется магнитными моментами входящих в них ядер.

Явление магнитного резонанса

В основе магнитного резонансного метода лежит явление магнитного резонанса. Рассмотрим его на примере взаимодействия ядер и магнитного поля. Предварительно напомним некоторые сведения о параметрах ядер. Основными характеристиками ядра наряду с массой M и зарядом e являются его механический (спиновый) $\vec{P}_I$ и магнитный $\vec{\mu}_I$ моменты.

Механический момент $\vec{P}_I$ определяется спином ядра I по формуле

$$\left|\vec{P}_I\right| = \frac{h}{2\pi}\sqrt{I(I+1)}.$$

Для разных ядер $I = 0, 1/2, 1, 3/2, \ldots$ механический и магнитный моменты связаны между собой соотношением

$$\vec{\mu}_I = \gamma_I \vec{P}_I = \gamma_I \frac{h}{2\pi}\vec{I} = g_I \mu_я \vec{I}, \tag{2.1}$$

где γ_I – гидромагнитное отношение; $\vec{I}$ – механический момент ядра, выраженный в единицах $h/2\pi$; g_I – ядерный g-фактор; $\mu_я = \frac{eh}{4\pi cM} = 5{,}05\cdot 10^{-24}$ эрг/Э – ядерный магнетон Бора; e, M – заряд и масса протона.

Проекция механического и магнитного моментов на выделенное направление z характеризуется магнитным квантовым числом m_I:

$$P_{Iz} = \frac{h}{2\pi} m_I; \tag{2.2}$$

$$\mu_{Iz} = \gamma_I \frac{h}{2\pi} m_I, \tag{2.3}$$

где m_I принимает значения I, $I-1$, ..., $-I$. Максимальная величина проекции механического и магнитного момента на z-направление равна:

$$P_{Iz\,\max} = \frac{h}{2\pi} I; \tag{2.4}$$

$$\mu_{Iz\,\max} = \mu_I = \gamma_I \frac{h}{2\pi} I. \qquad (2.5)$$

Из (2.4) следует, что спин ядра I численно равен максимальной проекции механического момента ядра на выделенное направление, выраженного в единицах $h/2\pi$. Наибольшую величину проекции магнитного момента $\mu_{Iz\,\max} = \mu_I$ принято называть просто магнитным моментом ядра. Она связана со спином ядра соотношением (2.5). Используя (2.1), (2.3) и (2.5), вектор магнитного момента $\vec{\mu}_I$ и его проекцию μ_{Iz} можно определить по формулам

$$\vec{\mu}_I = \frac{\mu_I}{I}\vec{I}; \quad \mu_{Iz} = \frac{\mu_I}{I} m_I = g_I \mu_я m_I. \qquad (2.6)$$

Рассмотрим поведение ядра, имеющего спин I и магнитный момент μ_I, в магнитном поле $\vec{H}_0$, в котором ядро обладает энергией

$$E = -\left(\vec{\mu}_I \vec{H}_0\right) = -\mu_{Iz} H_0. \qquad (2.7)$$

Подставив в (2.7) вместо μ_{Iz} его выражение из (2.3) и (2.6) получим

$$E = -\gamma_I \frac{h}{2\pi} m_I H_0 = -g_I \mu_я m_I H_0 = -\mu_I \frac{m_I}{I} H_0. \qquad (2.8)$$

Энергия ядра, помещенного в магнитное поле, как видно из (2.8), зависит от магнитного квантового числа m_I, т. е. от проекции магнитного момента $\vec{\mu}_I$ на направление магнитного поля (рис. 2.1,*а*). Число

Рис. 2.1. Проекции магнитного момента на направление поля H_0 и соответствующие им энергетические уровни

уровней энергии ядра в магнитном поле H_0 зависит от спина ядра I и равно $2I+1$. Уровни отстоят друг от друга на равном расстоянии (m_I входит в формулу (2.8) в первой степени). Система магнитных уровней ядра для случая $I=2$ и $\gamma_I<0$ ($g_I<0$) приведена на рис. 2.1,*б*.

Определим возможные частоты переходов между уровнями энергии ядра в магнитном поле. Согласно правилам отбора, для магнитного квантового числа возможны лишь переходы, когда $\Delta m_I=0,\pm1$. Из (2.8) следует, что условие $\Delta m_I=0$ не соответствует никакому квантовому переходу. Переходы с $\Delta m_I=\pm1$* отвечают испусканию (поглощению) квантов излучения с частотой

$$\nu=\frac{E(m_I\pm1)-E(m_I)}{h}=\frac{\gamma_I H_0}{2\pi}=\frac{g_I\mu_я H_0}{h}=\frac{\mu_I}{Ih}H_0. \qquad (2.9)$$

Из квантовой механики известно, что переходы, соответствующие правилу $\Delta m_I=\pm1$, определяют излучение (поглощение) электромагнитной волны, поляризованной по кругу. При этом плоскость, в которой вращается вектор магнитного поля, перпендикулярна к направлению постоянного поля $\vec{H}_0$. Таким образом, для того, чтобы наблюдать индуцированные переходы между магнитными уровнями, необходимо приложить переменное вращающееся магнитное поле, направление которого перпендикулярно постоянному $\vec{H}_0$. Частота поля ν_0 должна быть равна

$$\nu_0=\frac{\gamma_I H_0}{2\pi}=\frac{\mu_I}{Ih}H_0.$$

Рассмотрим задачу о поведении ядра, имеющего магнитный момент $\vec{\mu}_I$ и связанный с ним механический момент $\vec{P}_I$, которое помещено в магнитное поле $\vec{H}$, с позиций классической механики. Как известно,

$$\vec{T}=\dot{\vec{P}}_I, \qquad (2.10)$$

где $\vec{T}$ – момент силы; $\dot{\vec{P}}_I$ – производная по времени от момента количества движения. Умножим равенство (2.10) на γ_I. Тогда, учитывая $\gamma_I\vec{P}_I=\vec{\mu}_I$, из (2.10) будем иметь

---

* Правило отбора $\Delta m_I=+1$ соответствует ядрам с $\gamma_I<0$, а $\Delta m_I=-1$ – ядрам, у которых $\gamma_I>0$.

$$\dot{\vec{\mu}}_I = \gamma_I \vec{T}. \tag{2.11}$$

Момент силы $\vec{T}$, действующий на частицу с магнитным моментом, которая помещена в магнитное поле $\vec{H}$, как известно, определяется в виде

$$\vec{T} = \left[\vec{\mu}_I \times \vec{H}\right]. \tag{2.12}$$

С учетом этого равенства из (2.11) получаем следующее дифференциальное уравнение движения магнитного момента частицы, имеющей гиромагнитное отношение γ_I, во внешнее поле $\vec{H}$:

$$\dot{\vec{\mu}}_I = \gamma_I \left[\vec{\mu}_I \times \vec{H}\right]. \tag{2.13}$$

Рассмотрим сначала простейший случай. Будем считать поле постоянным и направленным вдоль оси z: $H_0 = H_z$, $H_x = H_y = 0$. При этом из векторного уравнения (2.13) запишем три уравнения проекций по координатным осям:

$$\dot{\mu}_{Ix} = \gamma_I \mu_{Iy} H_0; \tag{2.14,а}$$

$$\dot{\mu}_{Iy} = -\gamma_I \mu_{Ix} H_0; \tag{2.14,б}$$

$$\dot{\mu}_{Iz} = 0. \tag{2.14,в}$$

Из (2.14, *в*) следует

$$\mu_{Iz} = \text{const}. \tag{2.15}$$

Продифференцировав равенство (2.14,*а*) по времени и подставив $\dot{\mu}_{Iy}$ его значение из (2.14,6), получим

$$\ddot{\mu}_{Ix} + \gamma_I^2 H_0^2 \mu_{Ix} = 0. \tag{2.16}$$

Таким образом, μ_{Ix} изменяется по гармоническому закону

$$\mu_{Ix} = A\cos(\omega_0 t + \varphi), \tag{2.17}$$

где A и φ – постоянные, определяемые из начальных условий, $\omega_0 = 2\pi\nu_0 = \gamma_I H_0$.

Составляющую μ_{Ix} находим из (2.14,*а*) с учетом (2.17)

$$\mu_{Iy} = \frac{\dot{\mu}_{Ix}}{\gamma_I H_0} = A\sin(\omega_0 t + \varphi). \qquad (2.18)$$

Согласно (2,15), (2.17) и (2.18), составляющая магнитного момента, перпендикулярная к полю $\vec{H}_0$, т. е. $\mu_{I\perp} = \sqrt{\mu_{Ix}^2 + \mu_{Iy}^2}$, во-первых, равна постоянной величине и, во-вторых, в плоскости *xy* совершает вращательное движение с угловой частотой ω_0, а μ_{Iz} остается неизменной (рис. 2.2). Следовательно, вектор магнитного момента ядра, помещенного в постоянное магнитное поле $\vec{H}_0$, прецессирует с постоянной частотой $\omega_0 = 2\pi\nu_0 = \gamma_I H_0$, не зависящей от угла, который образует вектор магнитного момента $\vec{\mu}_I$ с направлением магнитного поля $\vec{H}_0$. Направление прецессии вектора $\vec{\mu}_I$ вокруг поля определяется знаком γ_I. При положительном гиромагнитном отношении $\vec{\mu}_I$ прецессирует, если смотреть по направлению поля $\vec{H}_0$, против часовой стрелки, а при отрицательном γ_I – в противоположную сторону.

Далее рассмотрим случай, когда, кроме постоянного поля $\vec{H}_0$, направленного вдоль оси *z*, на ядро действует переменное магнитное поле с амплитудой H_1, поляризованное по кругу в плоскости, перпендикулярной $\vec{H}_0$, т. е. поле с компонентами

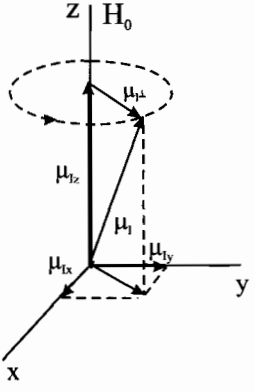


Рис. 2.2. Ориентация магнитного момента μ_I в системе координат x, y, z

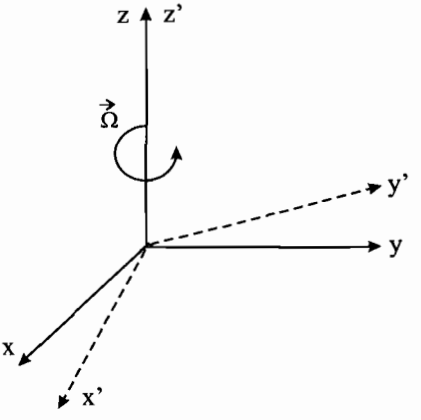


Рис. 2.3. Лабораторная и вращающаяся системы координат

$$H_x = H_1 \cos\omega t;\ H_y = \pm H_1 \sin\omega t.$$

Знак «плюс» соответствует вращению вектора $\vec{H}_1$ по часовой стрелке вокруг $\vec{H}_0$ с частотой ω, а «минус» – против часовой стрелки, если смотреть вдоль направления поля $\vec{H}_0$ (оси z). Для решения этой задачи проще всего перейти от уравнения (2.13), записанного в лабораторной (неподвижной) системе координат, к уравнению во вращающейся системе координат. Введем новую систему координат x', y', и z', ось z' которой совпадает с осью z лабораторной системы координат x, y, z и вращается относительно общей оси с угловой скоростью $\vec{\omega}$ (рис. 2.3). Согласно теореме сложения скоростей, известной из механики, можно записать равенство

$$\frac{d\vec{\mu}_I}{dt} = \left(\frac{d\vec{\mu}_I}{dt}\right)_{вр} + [\vec{\omega} \times \vec{\mu}_I], \tag{2.19}$$

где $\left(\frac{d\vec{\mu}_I}{dt}\right)_{вр}$ представляет собой изменение $\vec{\mu}_I$ со временем во вращающейся системе координат; $\frac{d\vec{\mu}_I}{dt} = \dot{\vec{\mu}}_I$ – производная $\vec{\mu}_I$ по времени в неподвижной системе координат; $\vec{\omega}$ – вектор угловой скорости вращения подвижной системы относительно неподвижной.

Используя (2.13), из (2.19) получаем

$$\left(\frac{d\vec{\mu}_I}{dt}\right)_{вр} = \gamma_I\left[\vec{\mu}_I \times \vec{H}\right] - [\vec{\omega} \times \vec{\mu}_I] = \gamma_I\left[\vec{\mu}_I \times \left(\vec{H} + \frac{\vec{\omega}}{\gamma_I}\right)\right]. \tag{2.20}$$

По форме это уравнение совпадает с соотношением (2.13) для $\vec{\mu}_I$ в покоящейся системе координат с тем различием, что вместо $\vec{H}$ вводится эффективное поле

$$\vec{H}_{эф} = \vec{H} + \frac{\vec{\omega}}{\gamma_I}, \tag{2.21}$$

действующее во вращающейся системе координат. Следовательно, переход к вращающейся системе координат приводит лишь к тому, что к выражению, описывающему магнитное поле, добавляется член $\frac{\vec{\omega}}{\gamma_I}$. Из (2.20) вытекает полученный выше результат о прецессии $\vec{\mu}_I$

в постоянном магнитном поле. Действительно, если $\vec{H}_0 + \frac{\vec{\omega}}{\gamma_I} = 0$, $H_{эф} = 0$ и $\left(\frac{d\vec{\mu}_I}{dt}\right)_{вр} = 0$, т. е магнитный момент для наблюдателя, который вращается вокруг оси z с угловой скоростью $\omega_0 = \gamma_I H_0$, остается неподвижным. Иначе говоря, магнитный момент прецессирует вокруг направления внешнего поля $\vec{H}_0$ с частотой $\omega = \omega_0 = \gamma_I H_0$.

На основе уравнения (2.20) несложно решить поставленную выше задачу о движении магнитного момента ядра в случае, когда на него действуют постоянное поле $\vec{H}_0$ и переменное магнитное поле $\vec{H}_1$ с амплитудой H_1, поляризованное по кругу в плоскости, перпендикулярной $\vec{H}_0$. Введем вращающуюся систему координат, ось z' которой совпадает с направлением постоянного поля $\vec{H}_0$, а ось x' ее направлена вдоль вектора вращающегося поля $\vec{H}_1$. Поэтому во вращающейся системе координат

$$\vec{H}_0 = H_0\vec{z}_0'; \quad \vec{H}_1 = H_1\vec{x}_0'; \quad \vec{\omega} = -\omega\vec{z}_0', \tag{2.22}$$

где $\vec{z}_0'$ и $\vec{x}_0'$ – орты, направленные вдоль осей z' и x' вращающейся системы координат. Тогда в системе координат x', y' и z' поле $\vec{H}_{эф}$ согласно (2.21)

$$\vec{H}_{эф} = \left(H_0 - \frac{\omega}{\gamma_I}\right)\vec{z}_0' + H_1\vec{x}_0', \tag{2.23}$$

как показано на рис. 2.4.

Величина эффективного магнитного поля

$$\left|\vec{H}_{эф}\right| = \sqrt{\left(H_0 - \frac{\omega}{\gamma_I}\right) + H_1^2} = \frac{\sqrt{(\omega_0 - \omega)^2 + (\gamma_I H_1)^2}}{|\gamma_I|}. \tag{2.24}$$

Тангенс угла между векторами напряженности эффективного поля и поля $\vec{H}_0$

$$tg\theta = \frac{H_1}{H_0 - \omega/\gamma_I} = \frac{\gamma_I H_1}{\omega_0 - \omega}. \tag{2.25}$$

Вектор магнитного момента $\vec{\mu}_I$ во вращающейся системе координат прецессирует вокруг направления $\vec{H}_{эф}$ с угловой скоростью

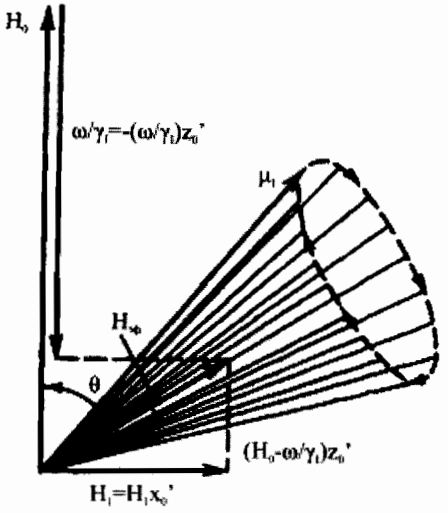


Рис. 2.4. Эффективное поле $H_{эф}$ во вращающейся системе координат и прецессия магнитного момента μ_I вокруг него

$\omega_{эф} = \gamma_I \left| \vec{H}_{эф} \right|$. Если рассматривать движение $\vec{\mu}_I$ в неподвижной системе, то к прецессирующему движению вокруг $\vec{H}_{эф}$ нужно добавить прецессию $\vec{\mu}_I$ с угловой скоростью ω вокруг оси z.

При частоте переменного поля, равной резонансному значению, т. е. $\omega = \omega_0 = |\gamma_I| H_0$, эффективное поле становится равным амплитуде высокочастотного поля и совпадает с ним по направлению (рис. 2.5). Магнитный момент ядра $\vec{\mu}_I$ в случае резонанса прецессирует вокруг направления $\vec{H}_1$ с угловой скоростью $\omega_{эф} = \gamma_I H_1$. При этом угол $\left(\vec{\mu}_I \hat{\vec{H}}_0 \right)$, следовательно, и энергия ядра в магнитном поле попеременно то увеличивается, то уменьшается. В неподвижной (лабораторной) системе координат движение $\vec{\mu}_I$ вокруг $\vec{H}_1$ дополняется более быстрым (при $H_0 \gg H_1$) прецессионным движением вокруг поля $\vec{H}_0$ (рис. 2.6).

Подведем итоги проведенного рассмотрения. Магнитный момент ядра, помещенного в постоянное магнитное поле $\vec{H}_0$, прецессирует вокруг последнего с частотой $\omega_0 = 2\pi\nu_0 = \gamma_I H_0$. При наложении перпендикулярно $\vec{H}_0$ переменного (с амплитудой $H_1 \ll H_0$) циркулярно поляризованного поля $\vec{H}_1$ с частотой ω, равной $\omega_0 = |\gamma_I| H_0$, и направлением вращения $\vec{H}_1$, совпадающим с направлением прецессии $\vec{\mu}_I$ вокруг $\vec{H}_0$, на магнитный момент ядра в системе координат, вращающейся вместе с $\vec{H}_1$, действует пара сил, приводящая к увеличению или уменьшению угла $\left(\vec{\mu}_I \hat{\vec{H}}_0 \right)$, т. е. к увеличению или уменьшению энергии ядра в магнитном поле.

Если частота ω поля H_1 отличается от частоты прецессии μ_I вокруг $\vec{H}_0$, то изменение угла $\left(\vec{\mu}_I \hat{\vec{H}}_0 \right)$, т.е. энергии ядра, происходит в

незначительных пределах, что свидетельствует о неэффективности воздействия поля на движение магнитного момента ядра. Последнее объясняется тем, что при $\omega \neq \omega_0$ фазы прецессионного движения $\bar{\mu}_I$ и вращения переменного поля с течением времени расстраиваются и пределы изменения угла $\left(\hat{\bar{\mu}_I \bar{H}_0}\right)$ уменьшаются.

Таким образом, анализ поведения ядра, обладающего магнитным моментом в постоянном и переменном магнитных полях, согласно законам классической механики приводит качественно к тому же результату, что и квантовая механика: ядро эффективно взаимодействует с высокочастотным циркулярно поляризованным магнитным полем, частота которого ω равна резонансному значению $|\gamma_I| H_0$.

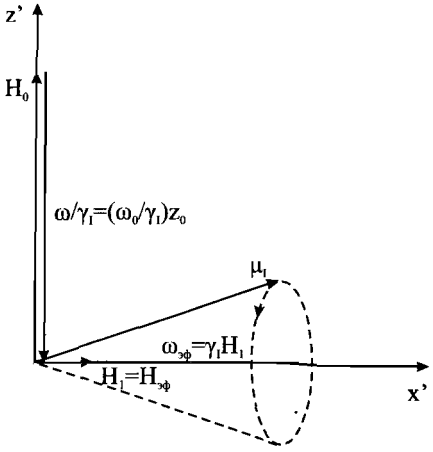


Рис. 2.5. Магнитный момент μ_I и эффективное поле $H_{эф}$ во вращающейся системе координат при $\omega = \omega_0$

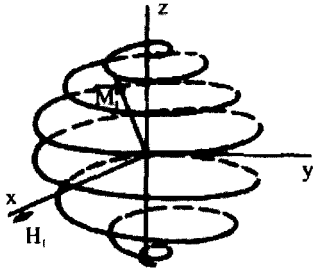


Рис. 2.6. Движение магнитного момента μ_I в неподвижной системе координат

Использование вращающейся системы координат дает наглядную интерпретацию процессов переориентации магнитных моментов в методе магнитного резонанса.

Сущность метода магнитного резонанса на молекулярных и атомных пучках

Слегка расходящийся молекулярный атомный пучок, выходящий из источника 0, попадает в неоднородное поле магнита *A*, направленное параллельно оси *z*, перпендикулярной линии *OFD* (рис. 2.7). В неоднородном магнитном поле на молекулы пучка действует отклоняющая сила

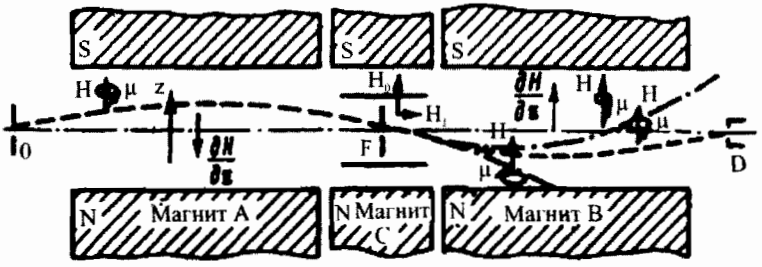


Рис. 2.7. Схема установки по наблюдению магнитного резонанса в молекулярных пучках

$$F_A = \mu_z \frac{\partial H}{\partial z}, \tag{2.26}$$

где μ_z – проекция магнитного момента молекулы (атома) на ось z. Поэтому некоторые из молекул, влетающих в неоднородное поле магнита A под небольшим углом к оси OFD, описывают криволинейную траекторию (на рис. 2.7 обозначена пунктиром) и проходят через коллимирующую щель F. Затем они попадают в поле магнита B, во всех отношениях одинаковое с полем магнита A, но имеющее градиент $\partial H/\partial z$, направленный в противоположную сторону. Поэтому в поле магнита B молекулы будут испытывать силу, направленную противоположно силе F_A. Если в течение времени от момента попадания в поле A до момента выхода из поля B величина μ_z молекулы не изменится, то отклонение, создаваемое магнитом A, компенсируется магнитом B, и все молекулы, прошедшие коллимирующую щель F, достигнут приемника частиц D.

Между магнитами A и B расположен магнит C, создающий однородное поле $\vec{H}_0$, направленное также параллельно оси z. Это поле не изменяет траекторию движения молекул

$$\frac{\partial H_0}{\partial z} = 0; \quad F_c = \mu_z \frac{\partial H_0}{\partial z} = 0, \tag{2.27}$$

и фокусировка пучка на щель приемника им не нарушается.

Если теперь перпендикулярно $\vec{H}_0$ приложить поляризованное по кругу слабое переменное магнитное поле $\vec{H}_1$, частота ω которого совпадает с частотой перехода $\gamma_I H_0$ между магнитными уровнями с

энергиями E_1 и E_2, то будут происходить переходы молекул из состояния с энергией E_1 в состояние E_2 и наоборот, в соответствии с правилами отбора для магнитного квантового числа $\Delta m = \pm 1$. Поскольку такие переходы приводят к изменению μ_z, то сила, действующая на молекулы в поле *B*, также меняется и фокусировка их нарушается, что уменьшает интенсивность пучка, попадающего в приемник *D*.

С позиций классической физики постоянное поле $\vec{H}_0$ магнита *C* заставляет прецессировать магнитный момент молекул с частотой $|\gamma_I| H_0$. Приложенное перпендикулярно $\vec{H}_0$ переменное магнитное поле $\vec{H}_1$ круговой поляризации частотой, равной частоте прецессии магнитного момента, как уже отмечалось, изменяет угол $\left(\vec{\mu}_I \hat{\vec{H}}_0\right)$, т. е. проекцию μ_z, что и ведет к расфокусировке молекул в поле магнита *B*.

На рис. 2.7 штрихпунктиром показаны две траектории молекул, у которых при прохождении поля *C* изменилась проекция магнитного момента μ_z (у одних она увеличилась, у других – уменьшилась). Заметим в связи с этим, что изменение интенсивности выходного пучка происходит при любых переходах (как с поглощением, так и с излучением).

Работа с установкой, построенной по схеме, изображенной на рис. 2.7, сводится к следующему. Сначала при отсутствии высокочастотного магнитного поля установку юстируют так, чтобы индикатор приемника давал наибольшие показания. Затем включают генератор, создающий высокочастотное поле. Меняя его частоту, регистрируют показания индикатора приемника. Минимум показаний последнего соответствует выполнению условия резонанса: $\omega = |\gamma_I| H_0$. Для снятия резонансной кривой практически удобно менять не частоту, а магнитное поле H_0, оставляя частоту генератора постоянной. На рис. 2.8 приведена резонансная кривая для ядер Li^7 при измерениях с молекулами LiCl. Резонансные линии переходов согласно резонансному методу молекулярных

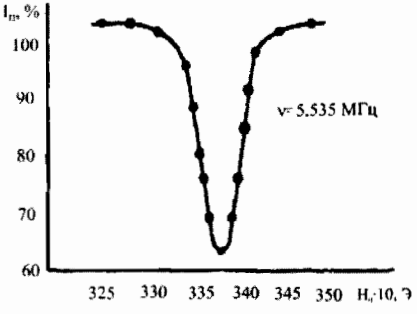


Рис. 2.8. Резонансная кривая для ядер Li^7

пучков, как и любые реальные спектральные линии, имеют конечную ширину. Основным фактором, определяющим ширину линии, здесь является конечное время взаимодействия молекул (атомов) и высокочастотного поля.

Высокочастотное магнитное поле, индуцирующее переходы, представляет собой цуг электромагнитных колебаний (рис. 2.9) с частотой, равной частоте генератора $\nu_г$, возбуждающего поле, и с длительностью τ, равной времени пролета молекулами области, занятой высокочастотным полем. Длительность $\tau = l/v$ (l – длина области, занятой высокочастотным полем; v – скорость молекул). Цуг колебаний, как известно, можно представить в виде набора волн, частота которых лежит в пределах от $\nu_г - \Delta\nu/2$ до $\nu_г + \Delta\nu/2$, где $\Delta\nu = 1/\tau = v/l$. Следовательно, из-за конечности времени пролета молекул через область с высокочастотным полем частотой $\nu_г$ переходы молекул индуцируются электромагнитными колебаниями с шириной спектра $\Delta\nu$. Это означает, что если частота перехода равна ν_0, то индуцированные переходы будут наблюдаться при изменении частоты генератора $\nu_г$ в пределах $\nu_0 \pm \Delta\nu/2$, т. е. ширина спектральной линии $\Delta\nu = 1/\tau = v/l$.

Строгий расчет, проведенный по правилам квантовой механики с учетом максвелловского распределения молекул по скоростям, дает величину

$$\Delta\nu = 1{,}072\frac{1}{\tau} = 1{,}072\frac{\bar{v}}{l} \qquad (2.27)$$

($\bar{v}$ – среднеквадратичная скорость молекул пучка).

Существенное влияние на ширину линии оказывает неоднородность поля в пространстве магнита C, где осуществляется взаимодействие молекул и высокочастотного магнитного поля. Как следует из (2.27), для получения узкой резонансной кривой необходимо иметь большую величину l (обычно $l \sim 50$ см). Однако практически невозможно построить магнит, создающий полностью од-

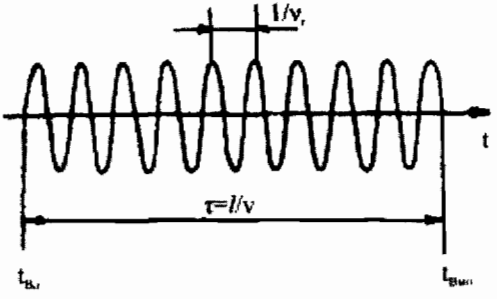


Рис. 2.9. Цуг электромагнитных колебаний

нородное поле такой протяженности. В неоднородном поле резонансные частоты в разных областях его различны. Поэтому реально ширина линии определяется не конечным временем взаимодействия, а неоднородностью поля магнита *C*.

Можно исключить влияние неоднородности поля на ширину резонансной линии, если воспользоваться методом Рамзея, называемого также методом раздельных полей. Его суть состоит в следующем: индуцирующее переходы переменное магнитное поле прикладывается не по всей области постоянного поля магнита *C*, а создается лишь на небольших участках в начале l_1 и в конце l_2 этой области, в середине же ее оно отсутствует (рис. 2.10). Как показывает расчет и подтверждает эксперимент, в рассматриваемом случае при соответствующей длине l_1 и l_2 и правильно подобранных амплитуде и фазе индуцирующего поля резонансные кривые имеют сложный характер с узким центральным пиком (рис. 2.11). Частота центрального пика равна частоте перехода между магнитными уровнями, определяемыми средним значением магнитного поля в пространстве магнита *C*. Ширина пика по половинному уровню равна $0{,}64\bar{v}/l$, где l – расстояние между участками l_1 и l_2; $\bar{v}$ – наиболее вероятная скорость молекул пучка.

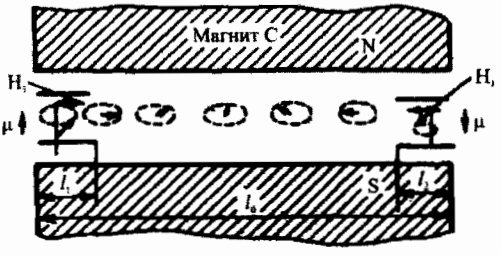


Рис. 2.10. К пояснению метода раздельных полей

В соответствии с законами классической физики, суть метода раздельных полей сводится к следующему. Предположим, что молекула, имеющая магнитный момент $\bar{\mu}_I$, входит в область ℓ_0 постоянного магнитного поля $\vec{H}_0$, на входной ℓ_1 и выходной ℓ_2 частях которой приложено слабое поле $\vec{H}_1$, перпендикулярное H_0 и вращающееся вокруг его направления с круговой частотой $\omega=|\gamma_I|H_0$ (см. рис. 2.10). Под действием поля $\vec{H}_0$ магнитный момент $\bar{\mu}_I$ прецессирует вокруг направления $\vec{H}_0$ с частотой $|\gamma_I|H_0$. На участке ℓ_1 под действием поля $\vec{H}_1$, частота которого равна частоте прецессии момента $|\gamma_I|H_0$, угол φ между $\bar{\mu}_I$ и $\vec{H}_0$ будет изменяться с угловой скоростью $\omega_1=|\gamma_I|H_1$. Если в начале участка ℓ_1 угол $\varphi=0$, то в конце его

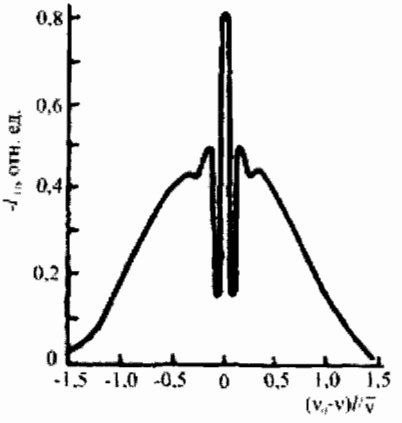


Рис. 2.11. Зависимость интенсивности выходного пучка от частоты

$$\varphi = \omega_1 \Delta t = \omega_1 \frac{\ell_1}{v} = |\gamma_I| H_1 \frac{\ell_1}{v}.$$

где v – скорость движения молекул; $\Delta t = \frac{\ell_1}{v}$ – время, в течение которого на молекулы одновременно действуют поля $\vec{H}_0$ и $\vec{H}_1$. Подберем амплитуду поля H_1 таким образом, чтобы при пролете молекул через участок ℓ_1 магнитный момент $\vec{\mu}_I$ изменил направление на угол $\varphi = \pi/2$ (из выражения для угла φ следует, что амплитуда поля $H_1 = \frac{\pi}{2} \frac{v}{|\gamma_I| \ell_1}$).

В области между участками ℓ_1 и ℓ_2 на молекулу действует только поле $\vec{H}_0$, в котором магнитный момент продолжает прецессировать с частотой $|\gamma_I| H_0$. Когда молекула входит в область ℓ_2, помимо прецессии $\vec{\mu}_I$ вокруг $\vec{H}_0$ под действием поля $\vec{H}_1$ происходит изменение угла φ. При точном равенстве частоты поля $\vec{H}_1$ средней частоте прецессии $\vec{\mu}_I$ в области между участками ℓ_1 и ℓ_2 не будет наблюдаться относительного фазового сдвига между магнитным моментом и вектором напряженности поля $\vec{H}_1$ в области ℓ_2. Если поле $\vec{H}_1$ на участке ℓ_2 полностью идентично полю $\vec{H}_1$ на участке ℓ_1 (фазы, частоты и амплитуды их равны) и длины их одинаковы, то второе вращающееся поле приведет к изменению φ, аналогичному полученному в первом участке, т. е. φ увеличится еще на 90°, и полное изменение угла составит 180°, что соответствует полной переориентации магнитного момента.

Если частота ω переменного поля $\vec{H}_1$ не равна средней частоте прецессии $\vec{\mu}_I$ в поле $\vec{H}_0$, то за время прохождения молекулы между участками ℓ_1 и ℓ_2 образуется фазовый угол

$$\varphi = (|\gamma_I| H_0 - \omega) \Delta t_1 = (|\gamma_I| H_0 - \omega) \frac{\ell_0 - 2\ell_1}{v}$$

между векторами вращающегося поля $\vec{H}_1$ в области ℓ_2 и прецессирующим магнитным моментом $\vec{\mu}_I$, что приведет к неполной переориентации молекул пучка.

2.2. Ядерный магнитный резонанс в конденсированных средах

Магнитный резонанс, проявляющийся в резонансном взаимодействии переменного магнитного поля и молекул (атомов), помещенных в магнитное поле, может иметь место не только в молекулярных (атомных) пучках, он также обнаруживается и в веществах, находящихся в конденсированном состоянии.

Так, во многих веществах наблюдается магнитный резонанс, связанный с переходами между магнитными уровнями парамагнитного момента электронной оболочки атомов и потому называемый электронным парамагнитным резонансом (ЭПР). Открытие явления ЭПР принадлежит российскому ученому Е.К. Завойскому, который выполнил (1944 г.) первые экспериментальные исследования и обнаружил явление магнитного резонанса в парамагнитных кристаллах.

В средах, электронные оболочки молекул и атомов которых диамагнитны, может проявляться магнитный резонанс, обусловленный переходами между энергетическими уровнями, определяемыми взаимодействием магнитного момента ядер и магнитного поля, – так называемый ядерный резонанс (ЯМР). Первые наблюдения ЯМР в конденсированных средах были проведены в 1946 г. одновременно двумя независимыми группами исследователей, руководимыми Ф. Блохом и Е. Парселом в США. Магнитный резонанс в конденсированных средах находит широкое использование в квантовой электронике, являясь, по существу, одним из наиболее эффективных методов. ЭПР и ЯМР позволяют получать сведения об энергетической структуре веществ, о релаксационных процессах в них, о внутренних полях кристаллов, о строении молекул и т.д. Методы ЭПР и ЯМР служат основой создания квантовых магнитометров, малошумящих усилителей и других приборов.

Макроскопическая теория ядерного магнитного резонанса

Явление ядерного магнитного резонанса для невзаимодействующих ядер (рассмотрено в предыдущем разделе) заключается в том, что ядра эффективно взаимодействуют лишь с переменным полем круговой поляризации, частота которого равна $|\gamma_I| H_0$, т. е. частоте перехода

между соседними уровнями энергии магнитного момента ядра в поле $\vec{H}_0$. С позиций классической физики, поле $\vec{H}_0$ вызывает прецессию магнитного момента ядра $\vec{\mu}_I$ с ларморовой частотой $\omega_0 = \gamma_I H_0$. Переменное магнитное поле с малой амплитудой $\vec{H}_1$, направленное перпендикулярно $\vec{H}_0$ и вращающееся с частотой $\omega = \omega_0$ в направлении прецессии магнитного момента, вызывает увеличение или уменьшение угла между $\vec{H}_0$ и $\vec{\mu}_I$, что связано с передачей энергии от ядра полю $\vec{H}_1$ или, наоборот, от поля $\vec{H}_1$ ядру.

Ядерный магнитный резонанс в конденсированных средах исследуют на микроскопических объемах образца, содержащих большое число ядер. Изучение явления ЯМР в твердых, жидких и газообразных средах основывается на наблюдении за взаимодействием электромагнитного поля и образца исследуемого вещества. Описывают это взаимодействие на основе использования понятия макроскопической намагниченности $\vec{M}$. Под намагниченностью $\vec{M}$ понимают магнитный момент единицы объема вещества. Она равна сумме векторов магнитных моментов ядер $\vec{\mu}_h$, содержащихся в единице объема:

$$\vec{M} = \sum_i \vec{\mu}_h. \tag{2.28}$$

В отсутствие магнитного поля $\vec{H}_0$ при тепловом равновесии ядер ориентации моментов $\vec{\mu}_h$ равномерно распределены в пространстве, следовательно, результирующая намагниченность $\vec{M}$ равна нулю.

Если вещество находится в постоянном магнитном поле $\vec{H}_0$, то, согласно квантовой механике, магнитные моменты ядер так ориентируются относительно направления этого поля, что их проекции принимают значения $\gamma_I \frac{h}{2\pi} m_I (m_I = I, I-1, ..., -1)$, соответствующие определенным величинам энергии уровней ядра в магнитном поле:

$$E = -\gamma_I \frac{h}{2\pi} m_I H_0.$$

В начальные моменты времени после включения магнитного поля распределение числа магнитных ядер по уровням будет равномерным. Это значит, что число ядер, имеющих проекцию $\mu_z = \gamma_I \frac{h}{2\pi} m_I$, и число ядер, имеющих равную и противоположную ей проекцию

$\mu_z = -\gamma_I \frac{h}{2\pi} m_I$, одинаковы. Следовательно, намагниченность среды в данном случае будет равна нулю.

С течением времени после включения поля $\vec{H}_0$ распределение ядер по уровням в образце благодаря спин-спиновому и спин-решеточному* взаимодействиям будет стремиться к равновесному состоянию, определяемому температурой образца с равновероятным распределением фаз прецессии их магнитных моментов вокруг поля H_0. При тепловом равновесии распределение ядер по энергетическим уровням подчиняется закону Больцмана. Из него следует, что на уровнях с меньшей энергией находится большее число ядер. Поэтому количество ядер, проекция магнитных моментов которых имеет положительное значение, будет несколько больше числа ядер с отрицательным значением проекции момента. В результате появляется отличная от нуля, направленная по полю $\vec{H}_0$ намагниченность $\vec{M}_0$. Статическая намагниченность определяется по формуле Кюри

$$\vec{M}_0 = \frac{I+1}{I} \cdot \frac{N\mu_I^2}{3kT} \vec{H}_0 = \chi_0 \vec{H}_0, \qquad (2.29)$$

где $\chi_0 = \frac{(I+1)N\mu_I^2}{I3kT}$ – статическая ядерная магнитная восприимчивость; N – число ядер в единице объема; T – температура образца.

Если систему вывести внешним воздействием из теплового равновесия с решеткой, намагниченность будет отличаться от стационарного значения $\vec{M}_0$, т. е. $M_z \neq M_0$ и $M_\perp \neq 0$ ($M_\perp$ – составляющая намагниченности, перпендикулярная оси z – направлению поля $\vec{H}_0$). При выключении внешнего воздействия намагниченность благодаря релаксационным процессам будет стремиться вернуться к стационарному значению, когда $M_z = M_0$, $M_\perp = 0$. Согласно экспериментальным данным, считают, что M_z и $M_\perp$ при стремлении к стационарному значению изменяются по экспоненциальному за-

---

* Спин-спиновое взаимодействие – это взаимодействие между ядерными моментами, а спин-решеточное – между спинами ядер и решеткой. Под решеткой понимают все степени свободы частиц за исключением самих спиновых ориентаций. В этом смысле о решетке говорят как в случае твердых, так и жидких, и газообразных образцов.

кону с характерными временами T_1 и T_2, что в дифференциальной форме означает следующее:

$$\frac{dM_z}{dt} = -\frac{M_z - M_0}{T_1}; \tag{2.30}$$

$$\frac{dM_x}{dt} = -\frac{M_x}{T_2}; \tag{2.31}$$

$$\frac{dM_y}{dt} = -\frac{M_y}{T_2}. \tag{2.32}$$

Параметр T_1 есть время продольной релаксации, или время спин-решеточной релаксации; T_2 – время поперечной релаксации, или время спин-спиновой релаксации.

Рассмотрим систему, состоящую из большого числа одинаковых слабовзаимодействующих между собой и решеткой ядер, находящуюся в поле $\vec{H}$. Для каждого i-го ядра справедливо уравнение (2.13)

$$\frac{d\vec{\mu}_{Ii}}{dt} = \gamma_I \left[\vec{\mu}_{Ii} \times \vec{H} \right]. \tag{2.33}$$

Суммируя (2.33) по единице объема, находим уравнение намагниченности $\vec{M}$ системы

$$\frac{d}{dt}\sum_i \vec{\mu}_{Ii} = \frac{d}{dt}\vec{M} = \gamma_I \left[\sum_i \vec{\mu}_{Ii} \times \vec{H} \right] = \gamma_I \left[\vec{M} \times \vec{H} \right], \tag{2.34}$$

т. е. для намагниченности получаем такое же уравнение, как и для магнитного момента ядра (2.13). Векторное уравнение (2.34) эквивалентно следующим трем уравнениям для декартовых составляющих намагниченности:

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma_I \left(M_y H_z - M_z H_y \right); \tag{2.35}$$

$$\frac{dM_y}{dt} = \gamma_I \left(M_z H_x - M_x H_z \right); \tag{2.36}$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \gamma_I \left(M_x H_y - M_y H_x \right). \tag{2.37}$$

Однако система (2.35)–(2.37) намагниченности реального образца является не совсем полной, так как правые части уравнений учитывают лишь изменение намагниченности в результате взаимодействия с полем и не учитывают изменение $\vec{M}$, происходящее из-за процессов релаксации. Полную систему уравнений для намагниченности получим из (2.35)–(2.37), дополнив правые части релаксационными членами:

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma_I \left(M_y H_z - M_z H_y \right) - \frac{M_x}{T_2}; \tag{2.38}$$

$$\frac{dM_y}{dt} = \gamma_I \left(M_z H_x - M_x H_z \right) - \frac{M_y}{T_2}; \tag{2.39}$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \gamma_I \left(M_x H_y - M_y H_x \right) - \frac{M_z - M_0}{T_1}. \tag{2.40}$$

Дифференциальные уравнения (2.38)–(2.40) называют уравнениями Блоха. Сравнение выводов, полученных на основе решения уравнений Блоха, с экспериментальными результатами показывает, что они достаточно хорошо описывают явления, происходящие в жидких образцах. Решим уравнения Блоха для случая, когда декартовы составляющие поля $\vec{H}$ имеют следующие значения:

$$H_x = H_1 \cos\omega t; \quad H_y = \pm H_1 \sin\omega t; \quad H_z = H_0. \tag{2.41}$$

Такая комбинация полей используется в экспериментах по ядерному магнитному резонансу. Составляющие H_x и H_y представляют собой переменное магнитное поле в плоскости, перпендикулярной полю $\vec{H}_0$, вращающееся в направлении, в котором происходит прецессия магнитных моментов ядер (знак «минус» у компоненты H_y соответствует ядрам с $\gamma_I > 0$, а «плюс» – ядрам с $\gamma_I < 0$). Реально используется не вращающееся, а линейно поляризованное поле $H_x = 2H_1 \cos\omega t$, которое представляет собой два поля, враща-

ющихся в разные стороны с частотой ω и амплитудой H_1. Подставив (2.41) в (2.38)–(2.40), получим

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma_I \left(M_y H_0 \pm M_z H_1 \sin\omega t\right) - \frac{M_x}{T_2}; \tag{2.42}$$

$$\frac{dM_y}{dt} = \gamma_I \left(M_z H_1 \cos\omega t - M_x H_0\right) - \frac{M_y}{T_2}; \tag{2.43}$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \gamma_I \left(\pm M_x H_1 \sin\omega t - M_y H_1 \cos\omega t\right) - \frac{M_z - M_0}{T_1}. \tag{2.44}$$

Для решения этой систем уравнений удобно воспользоваться новой системой координат x', y', z', в которой ось x' совпадает с направлением вращающегося поля $\vec{H}_1$, а система, следовательно, вращается с частотой ω вокруг оси z (рис. 2.12). Составляющие $M_{x'}$ и $M_{y'}$ в системе (2.42)–(2.44) связаны с составляющими M_x и M_y в неподвижной системе следующими соотношениями:

$$M_x = M_{x'} \cos\omega t \pm M_{y'} \sin\omega t; \tag{2.45}$$

$$M_y = M_{x'} \sin\omega t \pm M_{y'} \cos\omega t.$$

Обычно вводят обозначения

$$M_{x'} = u; \quad \pm M_{y'} = -\mathrm{v}; \tag{2.46}$$

тогда уравнения (2.45) принимают вид

$$M_x = u\cos\omega t - \mathrm{v}\cos\omega t;$$

$$M_y = \pm\left(u\sin\omega t + \mathrm{v}\cos\omega t\right). \tag{2.47}$$

Подставив эти соотношения в (2.41)–(2.44) и приравняв коэффициенты при $\sin\omega t$ и $\cos\omega t$ нулю, получим

$$\frac{d\mathrm{v}}{dt} + \frac{u}{T_2} + \Delta\omega\mathrm{v} = 0;$$

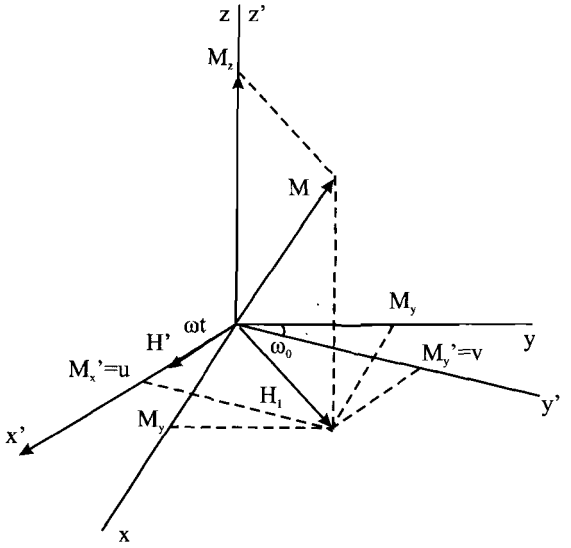


Рис. 2.12. Составляющая намагниченности в неподвижной и вращающейся системах координат

$$\frac{dv}{dt}+\frac{v}{T_2}-\Delta\omega u+|\gamma_I|H_1M_z=0; \qquad (2.48)$$

$$\frac{dM_z}{dt}+\frac{M_z}{T_1}-|\gamma_I|H_1 v=\frac{M_0}{T_1},$$

где $\Delta\omega=|\gamma_I|H_0-\omega=\omega_0-\omega$.

При экспериментальном исследовании ЯМР изменяют либо частоту ω переменного поля H_1, либо поле H_0 (т. е. изменяют ларморовскую частоту $\omega_0=\gamma_I H_0$ прецессии ядер) и наблюдают за изменением поперечной намагниченности при прохождении через резонанс $\omega=\omega_0$.

Рассмотрим решение системы уравнений (2.48) при медленном прохождении через резонанс. Будем считать, что ω или H_0 меняется настолько медленно, что время прохождения через резонанс оказывается велико по сравнению с временами релаксации. Тогда в (2.48) можно пренебречь членами dM_z/dt, du/dt и dv/dt по сравнению с остальными. В результате получим систему алгебраических уравнений

$$\frac{u}{T_2}+\Delta\omega \mathrm{v}=0;$$

$$\frac{\mathrm{v}}{T_2}-\Delta\omega u+|\gamma_I|H_1M_z=0; \qquad (2.49)$$

$$\frac{M_z}{T_1}-|\gamma_I|H_1\mathrm{v}=\frac{M_0}{T_1},$$

решив ее, имеем

$$u=\frac{|\gamma_I|H_1T_2\Delta\omega M_0}{1+(T_2\Delta\omega)^2+\gamma_I^2H_1^2T_1T_2};$$

$$\mathrm{v}=\frac{-|\gamma_I|H_1T_2M_0}{1+(T_2\Delta\omega)^2+\gamma_I^2H_1^2T_1T_2}; \qquad (2.50)$$

$$M_z=\frac{\left[1+(T_2\Delta\omega)^2\right]M_0}{1+(T_2\Delta\omega)^2+\gamma_I^2H_1^2T_1T_2}.$$

При экспериментальном исследовании интерес представляют величины v и u, первая из которых определяет поглощение энергии высокочастотного поля веществом, а вторая характеризует его дисперсию. С точностью до постоянной v представляет собой мнимую часть динамической восприимчивости, а u – ее вещественную часть. Убедимся в этом.

Магнитная восприимчивость для переменного поля, или просто динамическая восприимчивость χ, в общем случае является комплексной величиной, определяется посредством соотношения

$$\dot{M}_x=\dot{\chi}\dot{H}_x=(\chi'-i\chi'')\dot{H}_x, \qquad (2.51)$$

где $\dot{H}_x$ – комплексная амплитуда высокочастотного магнитного поля, под действием которого возникает намагниченность с комплексной амплитудой $\dot{M}_x$; χ' и χ'' соответственно вещественная и мнимая части восприимчивости $\dot{\chi}$.

В рассматриваемой задаче полагалось, что на ядра образца действует поле

$$H_x = 2H_1 \cos\omega t, \tag{2.52}$$

или, в комплексной записи*, $\dot{H}_x = 2H_1$. Подставим $\dot{H}_x$ в (2.51) и перейдем согласно общему правилу от комплексных амплитуд к мгновенным значениям:

$$\begin{aligned} M_x &= \mathrm{Re}\,\dot{M}_x e^{i\omega t} = \mathrm{Re}\,2H_1(\chi' - i\chi'')e^{i\omega t} = \\ &= 2H_1\chi'\cos\omega t + 2H_1\chi''\sin\omega t. \end{aligned} \tag{2.53}$$

Сравнив эту формулу с (2.47), получим

$$-\mathrm{v} = 2H_1\chi''; \quad u = 2H_1\chi', \tag{2.54}$$

или

$$\chi' = \frac{u}{2H_1}; \quad \chi'' = -\frac{\mathrm{v}}{2H_1}, \tag{2.55}$$

что и требовалось доказать.

Из теории магнетизма известно, что при наличии разности фаз между полем и намагниченностью происходит поглощение энергии, и мощность P, выделяемая в единице объема вещества, описывается выражением

$$P = \frac{\omega}{2\pi}\int_0^{2\pi/\omega} H_x \frac{dM_x}{dt}\,dt. \tag{2.56}$$

Подставляя в это уравнение (2.51) и (2.52) и учитывая (2.55), получаем

$$\begin{aligned} P &= \frac{\omega}{2\pi}\int_0^{2\pi/\omega} 2H_1\cos\omega t(-2H_1\chi'\omega\sin\omega t + 2H_1\chi''\omega\cos\omega t)\,dt = \\ &= 2\omega\chi''H_1^2 = -\omega\mathrm{v}H_1. \end{aligned} \tag{2.57}$$

---

* Напомним, для функции времени $M(t) = A\cos\omega t + B\sin\omega t$ комплексная амплитуда равна $\dot{M} = A - iB$. Действительно, по определению,

$$M(t) = \mathrm{Re}\,\dot{M}\exp(i\omega t) = \mathrm{Re}(A - iB)(\cos\omega t + i\sin\omega t) = A\cos\omega t + B\sin\omega t.$$

Итак, действительно, v (или χ'') определяет поглощение энергии высокочастотного поля исследуемым образцом.

Рассмотрим поведение величин v и *u* в зависимости от расстройки $\Delta\omega$ (рис. 2.13). Из формулы (2.50) следует, что $|v|$ является четной функцией относительно $\Delta\omega$. Она максимальна при $\Delta\omega = 0$, т. е. при резонансе $\omega = \gamma_I H_0$:

$$|v|_{max} = \frac{|\gamma_I| H_1 T_2}{1 + \gamma_I^2 H_1^2 T_1 T_2} \cdot M_0.$$

Отсюда видно, что при малых H_1 значение $|v|_{max}$ увеличивается пропорционально H_1, но затем его возрастание замедляется, достигая при $\gamma_I^2 H^2 T_1 T_2 = 1$ наибольшего значения $|v|_{max\,max} = \frac{1}{2}\sqrt{T_2/T_1} M_0$. Дальнейшее увеличение приводит к уменьшению $|v|_{max}$ до нуля. Физически такое поведение v объясняется тем, что с увеличением H_1 выравниваются населенности энергетических уровней, как говорят, происходит насыщение спиновой системы. Степень выравнивания населенностей зависит от соотношения между временами $T_1 T_2$ и H_1. Чем интенсивнее релаксационные процессы, т. е. чем меньше $T_1 T_2$, тем большую амплитуду поля H_1 необходимо иметь, чтобы добиться насыщения. Функция *u*, в отличие от v, является нечетной относительно $\Delta\omega$ и равна нулю при $\Delta\omega = 0$.

При увеличении $\Delta\omega$ от нуля *u* вначале возрастает, достигая максимума при $\Delta\omega T_2 = \sqrt{1 + \gamma_I^2 H_1^2 T_1 T_2}$, и затем стремится к нулю.

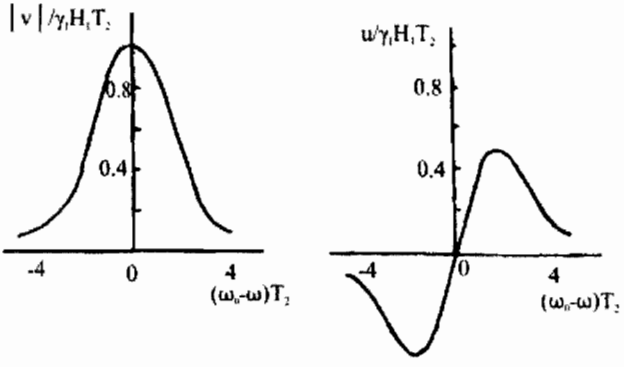


Рис. 2.13. Зависимость величин v и *u* от расстройки $\Delta\omega$

Методы наблюдения ЯМР

Экспериментальное исследование ЯМР в конденсированных фазах основывается на наблюдении за сигналами, возникающими благодаря поперечной ядерной намагниченности. Существует несколько методов наблюдения ЯМР. Среди них широкое применение нашли способы, основанные на использовании изменения параметров катушки индуктивности, вызываемые в области резонанса изменением динамической восприимчивости образца, который помещен внутри нее. К ним можно отнести так называемые мостовые и автодинные методы.

Блок-схема спектрометра ЯМР, построенного по мостовой схеме, приведена на рис. 2.14,*а*. Основой спектрометра является радиочастотный двойной *T*-образный мост, питаемый высокочастотным генератором 1. Катушка индуктивности *L* моста с находящимся в ней исследуемым образцом 2 помещена в поле магнита 3, на полюсные наконечники которого намотаны катушки 4 для модуляции поля, осуществляемой посредством генератора низкой частоты 5. Балансировка моста по амплитуде и фазе производится емкостями C_2 и C_2'. Практически точную балансировку моста не осуществляют, поскольку если мост полностью сбалансирован, то при прохождении резонанса напряжение на его выходе пропорционально сигналу ЯМР:

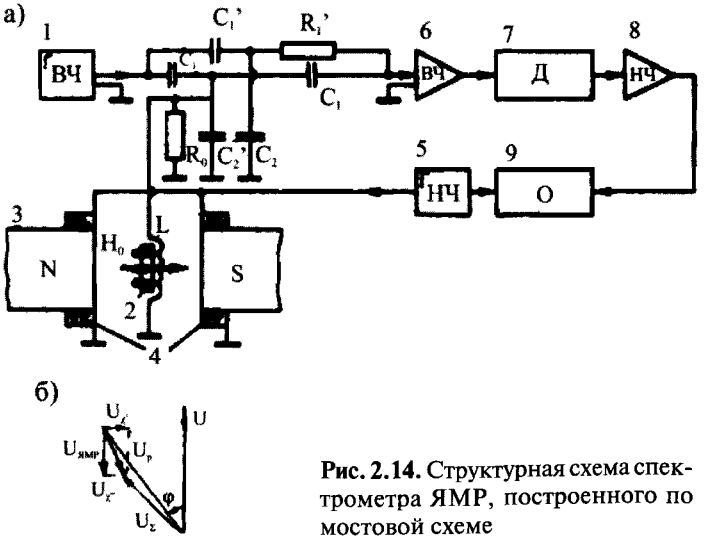


Рис. 2.14. Структурная схема спектрометра ЯМР, построенного по мостовой схеме

$\vec{U}_{\text{ямр}} = \vec{U}_{\chi'} + i\vec{U}_{\chi''}$, где $\vec{U}_{\chi'}$ – составляющая напряжения на выходе моста, пропорциональная χ' и совпадающая по фазе с напряженностью магнитного поля H_1 в катушке L; $\vec{U}_{\chi''}$ – составляющая напряжения, пропорциональная χ'' и опережающая поле H_1 на угол $\pi/2$.

Такой сигнал, пройдя через усилитель высокой частоты 6, детектор 7, усилитель низкой частоты 8, попадает на осциллограф 9, отклонение луча которого пропорционально модулю напряжения: $\left|\vec{U}_{\text{ямр}}\right| = \sqrt{\vec{U}_{\chi'}^2 + \vec{U}_{\chi''}^2}$, т. е. будет зарегистрирована смесь сигнала поглощения и дисперсии, что неудобно для аналитической обработки результата эксперимента. Необходимо, чтобы регистрировался либо сигнал поглощения, либо сигнал дисперсии. Для этого к напряжению $\vec{U}_{\text{ямр}}$ добавляют дополнительное напряжение $\vec{U}_{\text{р}}$ с выхода генератора высокой частоты (практически просто за счет разбаланса моста). Тогда на вход усилителя высокой частоты поступает суммарное напряжение $\vec{U}_{\Sigma} = \vec{U}_{\text{ямр}} + \vec{U}_{\text{р}}$. Векторная диаграмма этих напряжений показана на рис. 2.14,*б* ($\vec{U}_{\sim}$ – вектор переменного напряжения на катушке). Величину напряжения $\vec{U}_{\text{р}}$ выбирают таким образом, чтобы $\left|\vec{U}_{\text{р}}\right| >> \left|\vec{U}_{\text{ямр}}\right|$. Тогда, согласно рис. 2.14, можно записать

$$\left|\vec{U}_{\Sigma}\right| = \left|\vec{U}_{\text{р}}\right| - U_{\chi'}\sin\varphi - U_{\chi''}\cos\varphi, \qquad (2.58)$$

где φ – угол сдвига между переменным магнитным полем катушки и напряжением $\vec{U}_{\text{р}}$.

Для получения однозначного сигнала возможно два случая:

а) $\varphi = 0$, π – амплитудный разбаланс. При этом напряжение, поступающее на выход усилителя высокой частоты, $\left|\vec{U}_{\Sigma}\right| = \left|\vec{U}_{\text{р}}\right| \pm U_{\chi''}$. Значит, изменение напряжения $\left|\vec{U}_{\Sigma}\right|$ пропорционально сигналу поглощения. Луч осциллографа будет вычерчивать кривую поглощения $v(\chi'')$;

б) $\varphi = \pi/2$, $3\pi/2$ – фазовый разбаланс. Напряжение на выходе усилителя высокой частоты $\left|\vec{U}_{\Sigma}\right| = \left|\vec{U}_{\text{р}}\right| \pm U_{\chi'}$. Изменение напряжения U_{Σ} пропорционально сигналу дисперсии. На экране осциллографа будет наблюдаться кривая дисперсии $u(\chi')$.

Согласно автодинному методу, для регистрации ядерного магнитного резонанса используется генератор слабых колебаний. На рис. 2.15 приведена блок-схема спектрометра с автодинным методом наблюдения **ЯМР.** Катушка L с исследуемым образцом 1 является

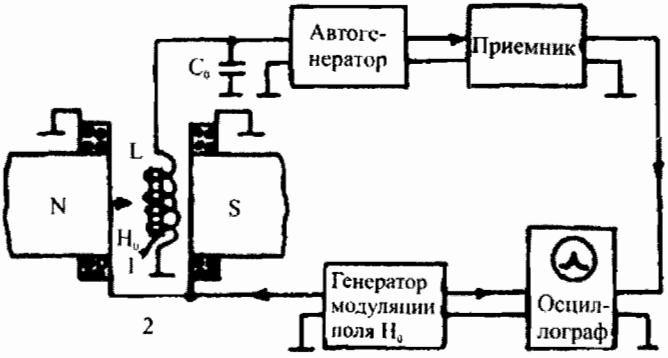


Рис. 2.15. Структурная схема спектрометра с автодинным методом наблюдения ЯМР

частью колебательного контура радиочастотного автогенератора. Параметры схемы выбирают таким образом, чтобы он работал в режиме малых колебаний (требование отсутствия насыщения в исследуемом образце) и был чувствителен к небольшим изменениям добротности. Генератор низкой частоты с помощью катушек 2 осуществляет модуляцию магнитного поля. При прохождении магнитным полем области резонанса изменяется магнитная восприимчивость образца и, следовательно, активное и реактивное сопротивления контура, что приводит к изменению амплитуды и частоты колебаний радиочастотного генератора. Периодическое прохождение области резонанса вызывает амплитудную и частотную модуляцию генерируемых высокочастотных колебаний. В зависимости от используемого приемника (частотно-модулированные или амплитудно-модулированные колебания) спектрометр регистрирует либо сигнал дисперсии, либо поглощения.

Кроме мостовых и автодинного методов, для исследования ЯМР применяют метод скрещенных катушек Блоха (рис. 2.16): используют две катушки L_1 и L_2, оси которых перпендикулярны между собой и магнитному полю $\vec{H}_0$. Катушка L_1, называемая передающей, присоединяется к генератору высокой частоты. Катушка L_2 – приемная, в нее помещают исследуемый образец. Под действием переменного магнитного поля передающей катушки в момент резонанса суммарный вектор ядерной намагниченности образца 1 прецессирует с частотой поля. Переменный магнитный поток, возникаю-

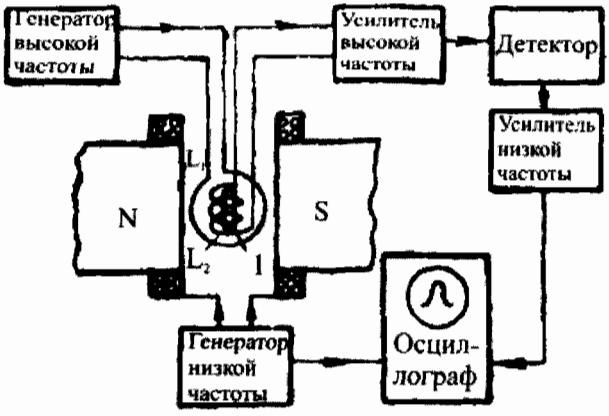


Рис. 2.16. Структурная схема спектрометра ЯМР с использованием скрещенных катушек Блоха

щий в результате прецессии этого вектора, наводит в приемной катушке ЭДС, которая и представляет собой сигнал ЯМР. Если катушки передатчика и приемника строго перпендикулярны, в приемную катушку наводится только сигнал, пропорциональный $M_{\perp}$, т. е. сигнал, пропорциональный $\sqrt{u^2+v^2}$. Для получения отдельно сигналов поглощения и дисперсии применяют способ, аналогичный тому, который используется в мостовом методе: вводят на вход приемника дополнительное напряжение в соответствующей фазе путем небольшого разворота катушек от перпендикулярного положения.

Во всех рассмотренных спектрометрах ЯМР применяются стационарные методы наблюдения резонанса, характерной особенностью которых является непрерывность приложенного к образцу высокочастотного магнитного поля.

Ядерный магнитный резонанс изучают также с помощью импульсных методов, в их основе лежит так называемое явление спинового эха. Как уже отмечалось, если ядерный магнитный момент образца вывести из равновесия, он будет прецессировать вокруг направления магнитного поля $\vec{H}_0$ с частотой $\gamma_I H_0$. Вследствие релаксационных процессов с течением времени вектор намагниченности будет стремиться к равновесному положению, в котором он имеет направление, совпадающее с полем $\vec{H}_0$.

Пусть на образец, помещенный в магнитное поле $\vec{H}_0$ и находящийся в состоянии термодинамического равновесия, в некоторый

момент с помощью катушки L с током, ось которой перпендикулярна $\vec{H}_0$, накладывается переменное поле $\vec{H}_1$ в виде кратковременного радиоимпульса с частотой заполнения, равной резонансной частоте $\gamma_I H_0$. В системе координат ось z которой совпадает с направлением поля $\vec{H}_0$ и вращающейся вокруг него с угловой скоростью $\omega_0 = \gamma_I H_0$ на вектор намагниченности $\vec{M}$, как показано выше, действует поле $\vec{H}_{эф} = \vec{H}_1$. Вектор $\vec{M}$ в этой системе координат прецессирует с угловой скоростью $\omega_1 = \gamma_I H_1$ вокруг поля $\vec{H}_1$ (рис. 2.17,*а*). Если длительность импульса t_1 такова, что $\omega_1 t_1 = \pi/2$, то вектор $\vec{M}$ в результате прецессии повернется на 90° и будет перпендикулярен полю $\vec{H}_0$. Радиочастотный импульс, поворачивающий вектор $\vec{M}$ на 90°, называют 90-градусным импульсом.

По окончании 90-градусного импульса вектор намагниченности $\vec{M}$ прецессирует (в неподвижной системе координат) вокруг поля $\vec{H}_0$ в плоскости, перпендикулярной ему. В катушке L индуцируется ЭДС. С течением времени величина ее будет монотонно падать. Ослабление сигнала индукции обусловлено уменьшением величины $M_\perp$. Последнее связано, во-первых, с естественной поперечной релаксацией, описываемой постоянной времени T_2, и, во-вторых, с неоднородностью постоянного магнитного поля $\vec{H}_0$. Если бы поле $\vec{H}_0$ было строго однородным, то затухание ЭДС ядерной индукции происходило бы по экспоненциальному закону с постоянной времени T_2, что и позволило бы определить ее.

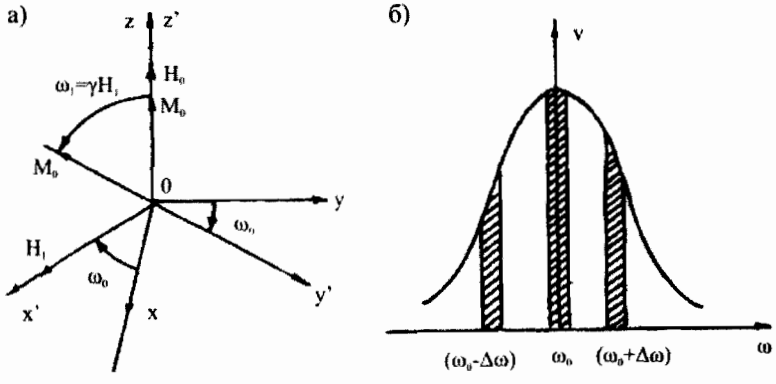


Рис. 2.17. а) Прецессия вектора намагниченности M_0 во вращающейся системе координат вокруг вектора поля H. б) Изохроматы в неоднородно уширенной линии магнитного резонанса

Однако реальное поле $\vec{H}_0$ всегда неоднородно, т. е. в некоторых элементарных объемах образца оно больше, в других несколько меньше среднего значения. Результирующий вектор магнитного момента $\vec{M}$ всего образца определяется геометрической суммой ядерных моментов его элементарных объемов. Непосредственно после окончания 90-градусного импульса магнитные моменты элементарных объемов практически совпадают по направлению с результирующим вектором магнитного момента образца, по величине равным $\vec{M}$ – суммарному магнитному моменту, который имел образец до начала действия этого импульса, находясь в термодинамическом равновесии*.

Из-за неоднородности поля $\vec{H}_0$ прецессия магнитных моментов $\vec{M}_i$ элементарных объемов V_i образца вокруг направления поля $\vec{H}_0$ происходит с разными угловыми скоростями ω_i. Для одних объемов ω_i превышает среднюю скорость прецессии $\omega_{ср}$, для других $\omega_i < \omega_{ср}$. Во вращающейся системе координат, движущейся со средней угловой частотой, это соответствует тому, что каждый вектор $\vec{M}_i$ вращается со своей скоростью, равной разности $\omega_i - \omega_{ср}$, либо по часовой, либо против часовой стрелки – в зависимости от знака этой разности.

На рис. 2.18 показано расположение магнитных моментов отдельных элементарных объемов в разные моменты времени: $t = t_1$, $t = \tau > t_1$ и $t = t_2 > \tau$. С течением времени результирующий магнитный момент образца $\vec{M} = \sum_i \vec{M}_i$ (а, следовательно, и ЭДС, наводимая в катушку L) из-за расфазировки магнитных моментов элементарных объемов, а также процесса их естественной релаксации уменьшается. К некоторому моменту времени τ наступает их полная расфазировка и $\vec{M}$ обращается в нуль. Из формы ЭДС, наводимой в катушке L, при этом практически трудно получить какую-либо количественную информацию о времени релаксации T_2.

Однако если после исчезновения ЭДС, наводимой в катушке, в момент τ подать в нее импульс тока резонансной частоты и длительностью, в два раза большей первоначального 90-градусного импульса, т. е. 180-градусный импульс, а затем многократно воздействовать

---

* Считается, что длительность 90-градусного импульса $t_1 \ll T_1$, T_2 так что релаксационные процессы за время действия этого импульса не оказывают заметного действия на систему ядерных спинов, и неоднородность поля $|\Delta H| \ll H_1$ (H_1 – амплитуда поля 90-градусного импульса).

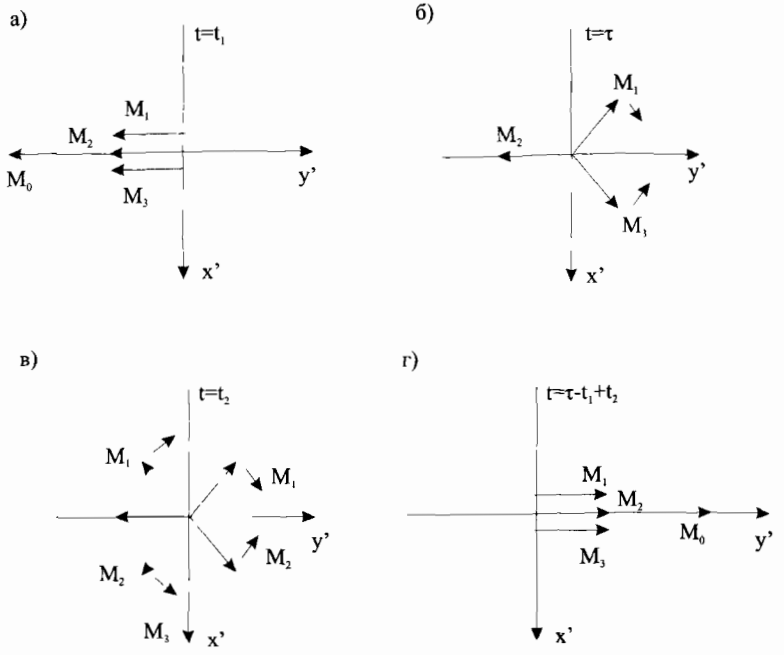


Рис. 2.18. Расположение магнитных моментов отдельных элементарных объемов образца в разные моменты времени

такими импульсами через промежутки времени, равные $2(\tau - t_1)$, то по сигналу, наведенному прецессирующим ядерным моментом в катушке, можно определить время T_2.

Итак, допустим, что после полной расфазировки отдельных моментов на образец воздействуют 180-градусным импульсом радиочастотного магнитного поля. При этом каждый из векторов $\vec{M}_i$ повернется вокруг поля $\vec{H}_1$, на 180°. На рис. 2.18,*в* показано положение векторов в начале (сплошные линии) и в конце (пунктирные линии) 180-градусного импульса. Видно, что порядок расположения векторов $\vec{M}_i$ сменился на противоположный. Поскольку направление вращения векторов остается неизменным (оно зависит только от постоянного поля), то они будут постепенно фазироваться, и для полной фазировки потребуется такой же промежуток времени t_0, какой затрачен был для их расфазировки. Следовательно, в момент $t = t_2 + t_0$ векторы $\vec{M}_i$ станут параллельными друг другу и в образце возникнет магнитный момент, равный $\sum_i \left|\vec{M}_i\right|$, который наведет в

катушке сигнал, называемый спиновым эхом. После момента $t = t_2 + t_0$ векторы расходятся, сигнал в катушке уменьшается и при полной расфазировке векторов $\vec{M}_i$ он становится равным нулю. Если в момент $t = t_2 + 2t_0$ подать снова 180-градусный импульс, то при $t = t_2 + 2t_1 + 3t_0$ в катушке L будет наблюдаться максимум сигнала спинового эха и т. д.

На рис. 2.19,*а* показаны схематически сигнал спинового эха и возбуждающие импульсы. Амплитуда сигналов спинового эха из-за релаксации уменьшается с постоянной времени T_2. Так что наблюдение сигнала спинового эха позволяет достаточно просто определять времена спин-спиновой релаксации.

Приведенное ранее качественное объяснение возникновения сигнала спада свободной индукции и спинового эха подтверждается результатами решения уравнений (2.48) для нестационарного случая при воздействии на образец радиочастотных импульсов с резонансной частотой заполнения. Решение приведем для случая неоднородноуширенной линии магнитного резонанса и ряда упрощающих решение задачи предположений. Неоднородность уширения линии магнитного резонанса может быть обусловлена как неоднородностью внешнего постоянного магнитного поля, в котором находится исследуемое вещество, так и неоднородностью внутренних локальных полей для твердых веществ (в газах это эффект Доплера). Из множества групп ядер, имеющих одинаковое значение резонансной частоты в пределах однородного уширения линии магнитного резонанса, выберем три и назовем их изохроматами. Центральная изохромата ($\Delta\omega = 0$) и две изохроматы с $\pm\Delta\omega$ показаны на рис. 2.17,*б*. Предположим, что длительности импульсов и паузы между ними много меньше T_2 и T_1, тогда, считая $T_1 = T_2 \to \infty$ из (2.48), получим следующую систему уравнений:

$$\dot{u} = -\mathrm{v}\Delta\omega;$$

$$\dot{\mathrm{v}} = u\Delta\omega - \omega_1 M_z; \qquad (2.59)$$

$$\dot{M}_z = \mathrm{v}\omega_1,$$

где $\omega_1 = \gamma_I H_1$. Рассмотрим случай, когда спиновая система подвергается воздействию двух радиоимпульсов на частоте ЯМР (см.

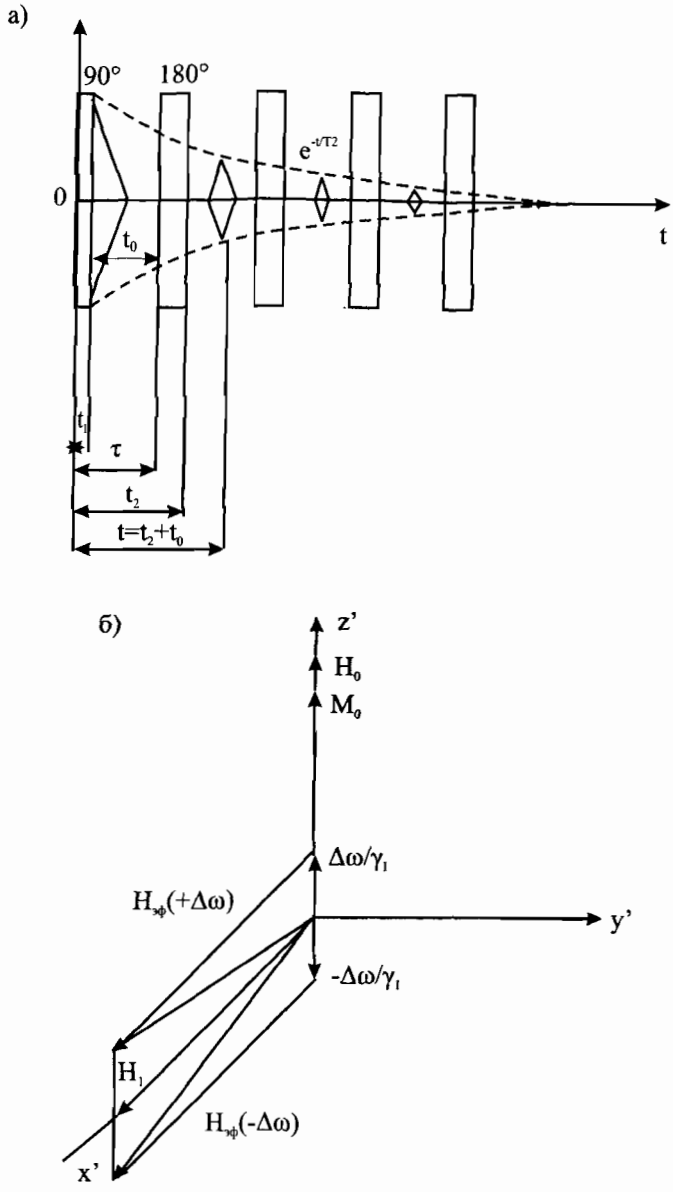


Рис. 2.19. а) Возбуждающие импульсы и сигналы спинового эха. б) Изображено положение векторов эффективного магнитного поля для трех изохромат $\pm\Delta\omega$ и $\Delta\omega = 0$

рис. 2.19,*а*). Положим, амплитуда импульсов такова, что $\Delta\omega << \omega_1$, физически это означает, что $H_{эфф} \approx H_1$ и в уравнениях (2.59), которые справедливы на отрезках времени, когда действуют радиоимпульсы, можно положить $\Delta\omega \approx 0$. На рис. 2.19,*б* изображено положение векторов эффективного магнитного поля для трех изохромат ($\pm\Delta\omega$ и $\Delta\omega = 0$), длина вектора

$$\left|H_{эфф}\right| = \left[H_1^2 + \left(\frac{\Delta\omega}{\gamma_I}\right)^2\right]^{1/2} \quad \text{при } \omega_1 = \gamma H_1 >> \Delta\omega \; H_{эфф} \approx H_1;$$

все три изохроматы поворачиваются под действием радиоимпульсов на один и тот же угол. Решение задачи проведем в четыре этапа, соответствующие четырем отрезкам времени (см. рис 2.19,*а*). На первом и третьем этапах рассматривается случай, когда спиновая система подвергается действию радиоимпульсов и ее поведение описывается системой уравнений (2.59), в которой положено $\Delta\omega = 0$, а для второго–четвертого этапов справедлива та же система уравнений, но в которой принято $\omega_1 = 0$. Итак, для отрезка времени t_1 (рис. 2.19,*а*) имеем систему уравнений

$$\begin{aligned} \dot{u} &= 0; \\ \dot{\mathrm{v}} &= -\omega_1 M_z; \\ \dot{M}_z &= \mathrm{v}\omega_1 \end{aligned} \tag{2.60}$$

с начальными условиями $t = 0$, $u = \mathrm{v} = 0$, $M_z = M_0$.

Решение (2.60) имеет простой вид и означает, что магнитные моменты всех трех изохромат совершают вращательное движение вокруг вектора поля $\bar{H}_1$ с частотой ω_1 в плоскости $z'0y'$*:

$$\mathrm{v} = -M_0 \sin\omega_1 t; \quad u = 0; \quad M_z = M_0 \cos\omega_1 t. \tag{2.61}$$

Длительность импульса выберем такой, чтобы векторы магнитных моментов изохромат повернулись на $\pi/2$, т. е. $\omega_1 t_1 = \pi/2$. Тогда в

---

* Напомним, что, согласно (2.46), u и v представляют составляющие намагниченности вдоль осей x' и y' вращающейся системы координат.

момент времени t_1: $\mathrm{v}=-M_0$, $u=0$, $M_z=0$. Это и есть начальные условия для второго этапа решения ($\omega_1=0$), т. е.

$$\dot{u}=-\mathrm{v}\Delta\omega; \quad \dot{\mathrm{v}}=u\Delta\omega; \quad M_z=0. \tag{2.62}$$

Решение системы (2.62) с начальными условиями для $t=t_1$ имеет вид

$$u=M_0\sin\Delta\omega(t-t_1); \quad \mathrm{v}=-M_0\cos\Delta\omega(t-t_1); \; M_z=0. \tag{2.63}$$

Из анализа данного решения следует, что магнитный момент центральной изохроматы $\Delta\omega=0$ ($u=0$, $\mathrm{v}=-M_0$, $M_z=0$) неподвижен во вращающейся системе координат. Для других изохромат:

$$-\Delta\omega: u=-M_0\sin\Delta\omega(t-t_1); \quad \mathrm{v}=-M_0\cos\Delta\omega(t-t_1); \; M_z=0,$$

$$+\Delta\omega: u=M_0\sin\Delta\omega(t-t_1); \quad \mathrm{v}=-M_0\cos\Delta\omega(t-t_1); \; M_z=0.$$

Это означает, что магнитный момент изохроматы ($-\Delta\omega$) вращается в плоскости $x'0y'$ по направлению часовой стрелки, а для изохроматы ($+\Delta\omega$) – против часовой стрелки (см. рис. 2.18).

В момент времени τ система спинов подвергается действию второго радиоимпульса. Начальные условия из (2.63) для $t=\tau: u(\tau)=M_0\sin\Delta\omega(\tau-t_1)$; $\mathrm{v}(\tau)=-M_0\cos\Delta\omega(\tau-t_1)$; $M_z=0$. Как было отмечено выше, для этого отрезка времени справедлива та же система уравнений, что и в случае $t=t_1$:

$$\dot{u}=0; \quad \dot{\mathrm{v}}=-\omega_1 M_z; \quad \dot{M}_z=\mathrm{v}\omega_1. \tag{2.64}$$

Их решение с начальными условиями $t=\tau$ имеет вид

$$\mathrm{v}(t)=-M_0\cos\Delta\omega(\tau-t_1)\cos\omega_1(t-\tau);$$

$$u(t)=M_0\sin\Delta\omega(\tau-t_1;) \tag{2.65}$$

$$M_z(t)=-M_0\cos\Delta\omega(\tau-t_1)\sin\omega_1(t-\tau).$$

Отсюда следует, что магнитные моменты всех трех изохромат вращаются вокруг направления вектора $\vec{H}_1$, т. е. оси x'. Выберем

длительность второго импульса такой, чтобы угол поворота составил π. Тогда к моменту времени окончания второго радиоимпульса определим начальные условия для последнего этапа решения задачи (см. рис. 2.19).

$$\mathrm{v}(t_2) = -M_0 \cos\Delta\omega(\tau - t_1);$$

$$u(t_2) = M_0 \sin\Delta\omega(\tau - t_1); \qquad (2.66)$$

$$M_z(t) = 0\,.$$

Решив уравнения (2.62) для отрезка времени после окончания второго радиоимпульса с начальными условиями (2.66), получим

$$\mathrm{v}(t) = M_0 \cos[\Delta\omega(t - \tau + t_1 - t_2)]; \qquad (2.67)$$

$$u(t) = -M_0 \sin[\Delta\omega(t - \tau + t_1 - t_2)]; \qquad (2.68)$$

$$M_z(t) = 0. \qquad (2.69)$$

Согласно (2.67)–(2.69), вектор магнитного момента центральной изохроматы $\Delta\omega = 0$ направлен по оси y', а векторы изохромат $\pm\Delta\omega$ изменили направления движения на противоположные по сравнению с движением на интервале времени от t_1 до τ. В некоторый момент времени t' все три вектора изохромат окажутся направленными по оси y'.

Определим момент времени возникновения сигнала эха. Независимо от расстройки $\Delta\omega$ значение $\mathrm{v}(t) = \mathrm{v}(t)_{\max}$ будет иметь место при $t' - \tau + t_1 - t_2 = 0$, отсюда $t' = \tau - t_1 + t_2$ (см. рис. 2.18). Детектор ЯМР, выполненный в виде усилителя с колебательным контуром на его входе, настроенным на частоту $\omega = \gamma H_0$, зарегистрирует радиоимпульс, который называется откликом спиновой системы или спиновым эхо (СЭ).

Сигнал, регистрируемый детектором ЯМР после окончания первого импульса, называют сигналом спада свободной индукции (ССИ).

Если решать более сложную задачу с учетом действия механизмов релаксации во время пауз между импульсами, то окажется, что амплитуда сигнала СЭ будет зависеть от длительности паузы. Поэтому импульсные методы очень удобны для измерения времен релаксации T_2 и T_1.

С помощью последовательности импульсов $\pi/2$, π, π,..., можно определить зависимость $\nu(t) \sim \nu_0 e^{-t/T_2}$, откуда легко найти значение T_2 (см. рис. 2.19). Если воспользоваться последовательностью импульсов π, $\pi/2$, то, изменяя расстояние между импульсами t_0, можно измерить время релаксации T_1. По окончании π-импульса магнитные моменты всех изохромат из состояния $M_z = M_0$ переводятся в состояние $M_z = -M_0$. Решение уравнения $\dot{M}_z + \frac{M_z}{T_1} = \frac{M_0}{T_1}$ с этим начальным условием имеет вид

$$M_z(t) = M_0\left(1 - 2e^{-t/T_1}\right).$$

Поскольку спектрометры ЯМР всегда регистрируют поперечную компоненту магнитного момента, то необходимо воздействием $\pi/2$-импульса превратить продольные компоненты магнитных моментов в поперечные. Далее, измеряя в различные моменты максимальную амплитуду ССИ, следующего после окончания – $\pi/2$-импульса, которая в нашем случае пропорциональна M_z, и изменяя задержку между импульсами, можно найти такое ее значение $t' = T_1 \ln 2$, когда амплитуда сигнала спада свободной индукции становится равной нулю.

Импульсные методы используются для регистрации спектров ЯМР с помощью так называемых Фурье-спектрометров. Рассмотрим подробнее суть этого метода. При наблюдении сигналов ЯМР непрерывными методами производится развертка (сканирование) магнитного поля с использованием фазового детектирования сигнала. В целях исключения искажений записываемого спектра скорость развертки не должна превышать определенной величины, зависящей от ширины линии ЯМР исследуемого вещества. При этом время записи $t_{зап}$ должно быть много больше T_2. Если необходимо исследовать спектр ЯМР в интервале частот от ν_{min} до ν_{max} с шириной линии ожидаемых сигналов $\Delta\nu \sim \frac{1}{T_2}$, то потребуются затраты времени $t_{зап} = (\nu_{max} - \nu_{min})/\Delta\nu^2$ *. Например, при $\delta\nu = \nu_{max} - \nu_{min} = 10^3$ Гц и $T_2 = 1$ с для записи всех ожидаемых сигналов ЯМР необходимо вре-

* При написании упомянутого соотношения учтено то, что для неискаженного воспроизведения формы линии с шириной $\Delta\nu$ необходимо минимальное время, равное $\Delta\nu^{-1}$.

мя не менее 10^3 с. Часто приходится производить многократные записи спектра с целью улучшения отношения сигнал-шум. При этом происходит когерентное сложение сигналов ЯМР и некогерентное – шумов, что приводит к росту амплитуды сигнала в N раз, а шума в $\sqrt{N}$. В результате N-кратной записи отношение сигнал-шум растет как $\sqrt{N}$. Число циклов записи зависит от условий эксперимента и может достигать 10^3–10^6 раз, а время записи – десятков часов.

Очевидно, методика непрерывной развертки магнитного поля в таких ситуациях неприемлема. Выход из этого трудного положения может быть найден при использовании многих одновременно работающих спектрометров, каждый из которых записывает небольшой участок исследуемого спектра. Данный способ, к сожалению, очень непрактичен. Такую группу параллельно работающих спектрометров может заменить один импульсный спектрометр.

В основе работы импульсных спектрометров лежат явления спада свободной индукции (ССИ) и спинового эха. Ранее было показано, что после воздействия на спиновую систему $\pi/2$-импульса наблюдается сигнал (ССИ). Распределение изохромат по частотам определяется функцией формы линии ЯМР $\varphi(\omega)$. При этом затухание $M_\perp$ в лабораторной системе координат можно записать в виде

$$M_\perp(t) = M_0 \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\omega) e^{i\omega t} d\omega = M_0 \Phi(t),$$

где $\Phi(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\omega) e^{i\omega t} d\omega$ Фурье-образ функции формы линии $\varphi(\omega)$. Обратное преобразование Фурье позволяет найти функцию формы линии $\varphi(\omega)$, если из эксперимента ССИ известно

$$\varphi(\omega) = \frac{1}{2\pi M_0} \int_{-\infty}^{\infty} M_\perp(t) e^{-i\omega t} dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(t) e^{-i\omega t} dt.$$

При необходимости исследования спектра ЯМР в диапазоне от ν_{min} до ν_{max} длительность $\pi/2$-импульса следует выбрать таким образом, чтобы его спектр перекрывал интересующий нас диапазон частот. Записав сигнал ССИ (рис. 2.20,*а*) и использовав преобразование Фурье, получим нужный спектр ЯМР в привычном виде (рис. 2.20,*б*). Сэкономленное при записи спектра время мо-

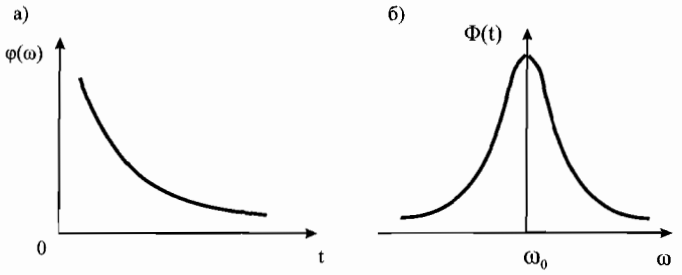


Рис. 2.20. а) Сигнал спада свободной индукции. б) Форма линии магнитного резонанса

жет быть использовано для многократного накопления сигналов ССИ с целью улучшения отношения сигнал-шума, что, в свою очередь, позволяет исследовать спектры ЯМР короткоживущих продуктов химических реакций и облегчает требования к стабильности постоянного магнитного поля и т. д.

Схема импульсного ЯМР-спектрометра приведена на рис. 2.21. Спектрометр содержит датчик ЯМР-колебательный контур L_1C_1, в катушке которого находится исследуемое вещество. Рядом с ним в зазоре электромагнита размещают датчик L_2C_2 устройства стабилизации магнитного поля по сигналам ЯМР-протонов. Датчик L_1C_1 отрезками коаксиального кабеля, длина которых указана на рис. 2.21, соединен с генератором радиоимпульсов и приемным устройством. Диоды *VD* 1,2 служат для защиты приемника от перегрузок воздействия мощными импульсами генератора, а *VD* 3,4 – отключают генератор от контура L_1C_1 во время приема сигналов ССИ и спинового эха, что позволяет исключить шунтирующее влияние контура L_1C_1 выходным сопротивлением генератора.

Известно, что сопротивление $R_д$ полупроводникового диода зависит от напряжения $U_д$, приложенного к его электродам, и определяется вольт-амперной характеристикой. При $U_д < 0{,}5$ В составляет примерно десятки килоом, а при $U_д > 0{,}5$ В оно уменьшается в тысячу раз. Во время работы генератора импульсов напряжения на его выходе $U_г > 0{,}5$ В, и все диоды имеют малое сопротивление. Последнее означает, что генератор отрезком кабеля длиной $\lambda/2$ соединен непосредственно с контуром L_1C_1. С другой стороны, входное сопротивление отрезка линии, соединяющего точку *A* и приемник, оказывается очень большим, т. к. это короткозамкнутая линия длиной

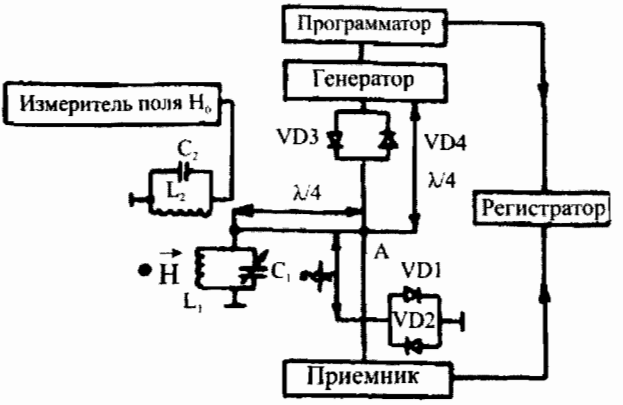


Рис. 2.21. Структурная схема импульсного ЯМР-спектрометра

λ/4. Следовательно, приемник во время работы генератора отключен от контура L_1C_1 и выхода генератора. В момент приема сигналов ССИ или спинового эха генератор не работает, все диоды имеют большое сопротивление, т. к. амплитуда сигналов не превышает несколько десятков милливольт. При этом контур L_1C_1 отрезком линии λ/2 соединен с приемником, а генератор отключен от контура L_1C_1 и приемника. Приемник соединен с регистром, роль которого может выполнять как обычный осциллограф, так и ЭВМ.

2.3 Ядерный магнитный резонанс в текущей жидкости

ЯМР-спектрометр с текущей жидкостью* (рис. 2.22) содержит в основном те же элементы, что и обычный ЯМР-спектрометр с неподвижным образцом. Дополнительными элементами здесь являются: центробежный насос 1 с трубопроводом, по которому циркулирует рабочее вещество, вспомогательный магнит-поляризатор 2, сосуд-поляризатор 3 [3].

Кратко рассмотрим механизм действия ЯМР-спектрометра. Рабочее вещество (например, вода) из центробежного насоса поступа-

* Обычно используются протоносодержащие жидкости с большим временем релаксаций T_1 и T_2: вода (T_1 = 3,6 с, T_2 = 2,1 с), бензол (T_1 = T_2 = 19 с), этиловый спирт (T_1 = 3,5 с, T_2 = 3,1 с) и др.

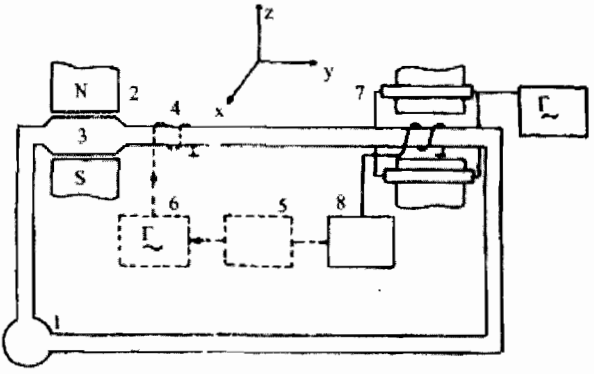


Рис. 2.22. Структурная схема ЯМР-спектрометра с текущей жидкостью

ет в сосуд-поляризатор, находящийся в межполюсном пространстве магнита. Чем выше напряженность поля H в зазоре магнита-поляризатора, тем большую намагниченность рабочего вещества можно получить, а следовательно, большее отношение сигнал/шум в спектрометре. Однако при увеличении H приходится учитывать рост размеров магнита, поэтому на практике H устанавливают в интервале $(2–5)\cdot 10^3$ Э. Объемы сосуда-поляризатора и трубопровода, соединяющего сосуд с датчиком ЯМР, выбираются из необходимости получения максимальной намагниченности рабочего вещества в момент поступления его в датчик ЯМР.

Определим зависимость намагниченности M рабочего вещества от объемов сосуда-поляризатора $V_п$ и соединительной трубки $V_т$. Время пребывания жидкости в объеме поляризатора

$$t_1 = \frac{V_п}{q}, \tag{2.70}$$

где q – расход жидкости (объем жидкости, протекающий через сечение трубопровода в единицу времени). На систему ядерных спинов во время пребывания рабочего вещества в объеме сосуда-поляризатора действует постоянное магнитное поле $H_п$. Процесс намагничивания рабочего вещества описывается уравнением

$$\frac{dM}{dt} = \frac{1}{T_1}(\chi_0 H_п - M). \tag{2.71}$$

Если в момент времени $t = 0$ намагниченность рабочего вещества на входе поляризатора равна $M = M_1$, то, решив уравнение (2.71) с учетом (2.70), определим значение намагниченности на выходе поляризатора:

$$M_2 = \chi_0 H_п \left(1 - e^{-V_п/qT_1}\right) + M_1 e^{-V_п/qT_1}. \qquad (2.72)$$

Из (2.72) следует, что для получения максимальной величины M_2 необходимо обеспечить $V_п/qT_1 >> 1$. Практически достаточно иметь $V_п/qT_1 > 3$, при этом M_2 почти не зависит от M_1.

Из поляризатора жидкость поступает в соединительную трубку. Считая, что скорость жидкости одинакова по сечению трубки, а трубка помещена в постоянное магнитное поле $H_т$, можно найти величину намагниченности M_3 на выходе трубки. Для этого воспользуемся выражением (2.72), заменив в нем $H_п$ на $H_т$, M_1 на M_2 и подставив $t = t_2 = V_т/q$:

$$M_3 = \chi_0 H_т \left(1 - e^{-V_т/qT_1}\right) + M_2 e^{-V_т/qT_1}. \qquad (2.73)$$

Чтобы в трубке не происходило заметной деполяризация жидкости, необходимо выполнить условие: $V_т/qT_1 \ll 1$. Подставив в (2.73) значение M_2 из формулы (2.72) и полагая $M_1 = 0$, получим

$$M_3 = \chi_0 H_п \left(1 - e^{-V_п/qT_1}\right) e^{-V_т/qT_1}. \qquad (2.74)$$

Из (2.74) можно найти оптимальный расход жидкости, обеспечивающий максимальное значение намагниченности на входе датчика ЯМР:

$$q_{opt} = \frac{V_п}{T_1 \ln\left[(V_п + V_т)V_т^{-1}\right]}. \qquad (2.75)$$

Объем соединительной трубки должен быть примерно раз в 10 меньше объема сосуда-поляризатора. Пройдя соединительную трубку, рабочее вещество поступает в датчик ЯМР, расположенный между полюсными наконечниками магнита 7, поле которого подлежит измерению (см. рис. 2. 22). Обычно это катушка, намотанная вдоль оси стеклянной трубки. Для наблюдения сигналов ЯМР может быть использована любая ранее описанная схема.

Следует заметить, что независимо от взаимного расположения в пространстве зазоров магнита-поляризатора и магнита, в котором наблюдается ЯМР, вектор намагниченности $\vec{M}$ совпадает с направлением поля в зазоре последнего магнита. Это объясняется тем, что при практических скоростях протекания жидкости (обычно 0,1–2 м/с), изменение направления поля в пространстве, где протекает жидкость, происходит медленно, и вектор $\vec{M}$ успевает следить за данными изменениями.

С целью совершенствования работы спектрометра с текущей жидкостью в его схему вводят дополнительные элементы 4, 5, 6 (см. рис. 2.22). В пространстве между магнитами 2 и 7 на один из участков соединительной трубки заматывают катушку 4, называемую катушкой нутации. Она подсоединяется к радиочастотному генератору 6, частота которого равна или близка резонансному значению $\gamma_I H_H$ (H_H – поле в месте расположения катушки нутации). При протекании через участок с катушкой нутации жидкость подвергается воздействию радиочастотного поля. Благодаря этому происходит поворот вектора намагниченности $\vec{M}$ относительно направления магнитного поля $\vec{H}_H$, в котором расположена катушка нутации, на угол θ. Угол поворота θ определяется расстройкой частоты генератора от частоты резонанса ядер рабочего вещества, находящихся в объеме радиочастотного поля (создаваемого катушкой нутаций), скоростью течения жидкости и амплитудой радиочастотного магнитного поля. Изменяя частоту настройки генератора, подключенного к катушке нутации, и напряжение на его выходе, можно получить любые значения угла поворота θ от 0 до 360°. После прохождения катушки нутации значение угла между векторами $\vec{H}$ и $\vec{M}$, заданное импульсом радиочастотного магнитного поля в катушке, согласно адиабатической теореме* сохраняется на всем пути следования ядер рабочего вещества до датчика ЯМР, если пренебречь временем релаксации T_1. При $0° \le \theta \le 90°$ и $270° \le \theta \le 360°$ составляющая вектора M_z положительна, и в детекторе ЯМР наблюдается сигнал поглощения, т. е. энергия высокочастотного электромагнитного поля катушки датчика ЯМР поглощается рабочим веществом. Вид сигналов поглощения на экране осциллографа при

* Если угловая частота изменения направления вектора $\vec{H}$ пространстве $\Omega \ll \omega = \gamma_I H$, то угол между векторами $\vec{M}$ и $\vec{H}$ сохраняется [2].

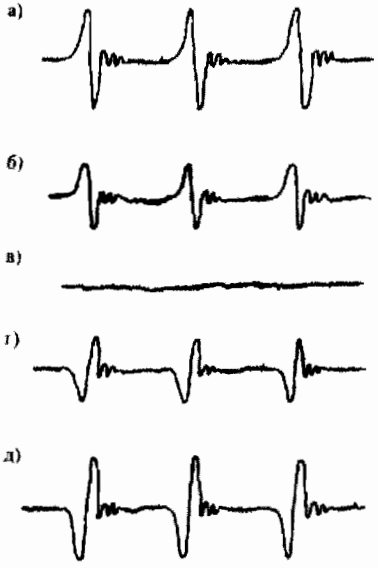


Рис. 2.23. Сигналы излучения и поглощения

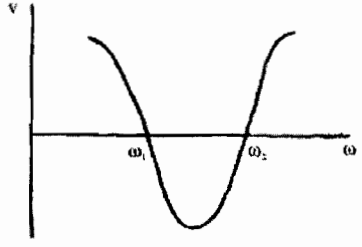


Рис. 2.24. Форма линии нутации

использовании автодинного детектора ЯМР приведен на рис. 2.23. При значениях угла $90° < \theta < 270°$ составляющая M_z отрицательна. В этом случае энергия от ядер рабочего вещества передается в радиочастотный контур детектора ЯМР, где наблюдается сигнал излучения (рис. 2.23,*а, б*). Фаза этого сигнала отличается на 180° от фазы сигнала поглощения (рис. 2.23,*г, д*). Если угол поворота вектора $\vec{M}$ на выходе катушки равен 90° или 270°, то сигнал в датчике ЯМР отсутствует (рис. 2.29,*в*), так как $M_z = 0$. Зависимость амплитуды сигнала ЯМР (с учетом знака M_z) от частоты генератора, подключенного к катушке нутации, называют линией нутации (рис. 2.24). Это явление положено в основу измерения неоднородных магнитных полей методом ЯМР. Измеряемое магнитное поле определяется по формуле

$$H_{изм} = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2\gamma_I},$$

где ω_1 и ω_2 – частоты генератора, подключенного к катушке нутации, на которых сигнал ЯМР равен нулю (см. рис. 2.24).

2.4. Ядерный квадрупольный резонанс

Как отмечено выше, наряду с массой, зарядом, механическим и магнитными моментами ядра, спин которых равен 1 и больше, обладают квадрупольным моментом. Наличие у ядер квадрупольных моментов вызывается тем, что распределение заряда в ядре не является сферически симметричным. Ядра имеют форму эллипсои-

да вращения вытянутого или сплющенного вдоль оси совпадающей с направлением механического момента $\bar{I}$ (рис. 2.25).

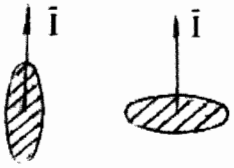


Рис. 2.25. Несферическая форма ядра: вытянутая (а) и сплюснутая (б)

Наличие квадрупольного момента влияет на энергию взаимодействия ядер с электронной оболочкой атома.

Рассмотрим атом, состоящий из ядра и электронной оболочки, обладающей механическим моментом, и имеющий тем самым ассиметричное распределение объемного заряда в ней. Введем две координатные системы x', y', z' и x, y, z, начало которых расположено в центре ядра (рис. 2.26).

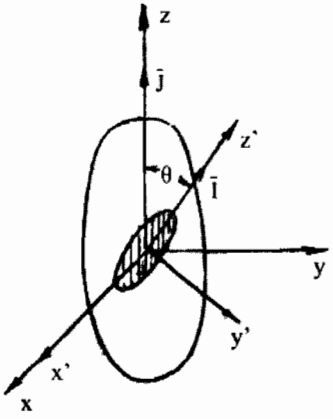


Рис. 2.26. Системы координат связанные с ядром и электронной оболочкой

Координатная система x', y', z' жестко связана с ядром, причем направление оси z' совпадает со спином ядра $\bar{I}$, определяющего осевую симметрию распределения плотности заряда $\rho_я$ в ядре.

Координатная система x, y, z связана с полем, создаваемым электрон-оболочкой атома. Ось z определяет ось симметрии поля. Будем считать, что оси x' и x совпадают. Энергия взаимодействия W_Q ядра с электрическим полем электронной оболочки может быть записана в виде

$$W_Q = \iiint \rho_я(x', y', z')\varphi(x', y', z')dx'dy'dz' = \\ = \int_v \rho_я(x', y', z')\varphi(x', y', z')dV', \qquad (2.76)$$

где $\rho_я(x', y', z')$ – плотность электрического заряда в ядре; $\varphi(x', y', z')$ – потенциал электрического поля, создаваемого электронной оболочкой атома; $dv' = dx'dy'dz'$ – элемент объема.

Интегрирование распространено по объему ядра.

Разложим потенциал электрического поля, создаваемого электронами в месте расположения ядра, в ряд Тейлора:

$$\varphi(x',y',z') \approx \varphi(0) + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial x'}\right)_0 x' + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial y'}\right)_0 y' + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial z'}\right)_0 z' +$$
$$+\frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x'^2}\right)_0 x'^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial y'^2}\right)_0 y'^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}\right)_0 z'^2 + \left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x'\partial y'}\right)_0 x'y' + \qquad (2.77)$$
$$+\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x'\partial z'}\right)_0 x'z' + \left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial y'\partial z'}\right) y'z'.$$

Члены более высокого порядка малости здесь исключены. Подставляя (2.77) в (2.76) получим

$$W_Q = \varphi(0)\int\rho dV' + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial x'}\right)_0 \int\rho x' dV' + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial y'}\right)_0 \int\rho y'\partial V' +$$
$$+\left(\frac{\partial\varphi}{\partial z'}\right)_0 \int\rho z' dV' + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x'^2}\right)_0 \int\rho x'^2 dV' + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial y'^2}\right)_0 \int\rho y'^2 dV' +$$
$$+\frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial z'^2}\right)_0 \int\rho z'^2 dV' + \left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x'\partial y'}\right)_0 \int\rho x'y' dV' + \left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x'\partial z'}\right)_0 \int\rho x'z' dV' + \qquad (2.78)$$
$$+\left(\frac{\partial\varphi'}{\partial y'\partial z'}\right)_0 \int\rho y'z' dV'.$$

Первый член в правой части есть энергия взаимодействия точечного заряда $\int\rho dV'$ с потенциалом $\varphi(0)$. Он не зависит от ориентации ядра и поэтому в дальнейшем его не будем учитывать. Три следующих члена, представляющих энергию взаимодействия дипольного момента ядра с электрическим полем электронной оболочки, равны нулю. Действительно, поскольку плотность электрического заряда радиально симметрична $[\rho(z') = \rho(-z')]$ является четной функцией z', то под знаком интегралов, определяющих компоненты дипольного момента $\int\rho x' dV'$, $\int\rho y' dV'$, $\int\rho z' dV'$, входят нечетные функции $\rho x'$, $\rho y'$, $\rho z'$, интеграл от которых в симметричных пределах равен нулю.

Таким образом, интересующую нас энергию взаимодействия ядер с полем электронной оболочки атома определяют «квадрупольные члены»:

$$W_Q = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x'^2}\right)_0 \int \rho x'^2 dV' + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial y'^2}\right)_0 \int \rho y'^2 dV' +$$
$$+\frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial z'^2}\right)_0 \int \rho z'^2 dV' + \left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x'\partial y'}\right)_0 \int \rho x'y' dV' + \left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x'\partial z'}\right)_0 \int \rho x'z' dV + \qquad (2.79)$$
$$+ [\frac{\partial^2\varphi}{\partial y'\partial z'}]_0 \int \rho x'y' dV'.$$

Последние три члена в (2.79) равны нулю, так как под интегралом стоят нечетные функции, а интегралы от которых в симметричных пределах равны нулю.

Поэтому

$$W_Q = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x'^2}\right)_0 eQ^*_{x'x'} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial y'^2}\right)_0 eQ^*_{y'y'} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial z'^2}\right)_0 eQ^*_{z'z'}, \qquad (2.80)$$

где

$$eQ^*_{x'x'} = \int \rho x'^2 dV', \quad eQ^*_{y'y'} = \int \rho y'^2 dV', \quad eQ^*_{z'z'} = \int \rho z'^2 dV', \qquad (2.81)$$

$eQ^*_{x'x'}$ – диагональные компоненты тензора квадрупольного момента; e – заряд протона.

Поскольку распределение заряда в ядре имеет осевую симметрию, поэтому

$$eQ^*_{x'x'} = eQ^*_{y'y'}. \qquad (2.82)$$

Учитывая (2.81), формула (2.80) упрощается:

$$W_Q = \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x'^2}\right)_0 + \left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial y'^2}\right)_0\right] eQ^*_{x'x'} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial z'^2}\right)_0 eQ^*_{z'z'}. \qquad (2.83)$$

Потенциал φ электрического поля, создаваемого электронной оболочкой, удовлетворяет уравнению Лапласа

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z'^2} = 0,$$

поэтому

$$\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x'^2}\right)_0+\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial y'^2}\right)_0=-\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial z'^2}\right)_0 \qquad (2.84)$$

используя (2.84) из (2.83), будем иметь

$$W_Q=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial z'^2}\right)_0\left[eQ^*_{z'z'}-eQ^*_{x'x'}\right]=\frac{1}{4}\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial z'^2}\right)_0 eQ^*,$$

где

$$eQ^*=2eQ^*_{z'z'}-eQ^*_{x'x'}-eQ^*_{y'y'}=2(eQ^*_{zz'}-eQ^*_{x'x'}). \qquad (2.85)$$

Подставляя значения диагональных компонентов тензора квадрупольного момента (2.81) в (2.85), получим

$$eQ^*=\int\rho(3z'^2-r'^2)dV' \qquad (r'^2=x'^2+y'^2+z'^2),$$

eQ^* называют скалярным, или просто квадрупольным моментом ядра. Величина Q^* имеет размерность площади и представляет меру отклонения распределения заряда ядра от сферической симметрии. Она положительна для ядер, удлиненных в направлении $\bar{I}$, и отрицательна для ядер, сплющенных на этой оси (рис. 2.25).

Перейдем от системы координат x', y', z', связанной с ядром, к лабораторной системе координат x, y, z, связанной с полем.

Исходя из рис. 2.26, имеем

$$z=z'\cos\theta+y'\sin\theta$$

$$y=y'\sin\theta+z'\cos\theta$$

$$x=x'.$$

Поэтому

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial z'^2}=\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}\cos^2\theta+\frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2}\sin^2\theta. \qquad (2.86)$$

Потенциал φ удовлетворяет уравнению Лапласа

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}=0$$

или, обозначая, как это принято в литературе по ядерному квадрупольному резонансу,

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} \equiv q_{xx}, \quad \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} \equiv q_{yy}, \quad \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} \equiv q_{zz}, \tag{2.87}$$

имеем

$$q_{xx} + q_{yy} + q_{zz} = 0. \tag{2.88}$$

В системе координат x, y, z поле по условию обладает осевой симметрией $\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} = \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} = q_{xx} = q_{yy}$. Поэтому из (2.88) получаем

$$q_{yy} = -\frac{1}{2} q_{zz}. \tag{2.89}$$

Подставляя (2.89) в (2.86), будем иметь

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial z'^2} = \frac{1}{2} q_{zz}\left(3\cos^2\theta - 1\right). \tag{2.90}$$

Учитывая (2.90) выражение (2.85), для энергии квадрупольного взаимодействия примет вид

$$W_Q = \frac{1}{8} eQ^* q_{zz}\left(3\cos^2\theta - 1\right) = \frac{1}{8} B\left(3\cos^2\theta - 1\right), \tag{2.91}$$

где θ – угол между спином ядра $\bar{I}$ и направлением симметрии поля электронной оболочки, воздействующего на ядро;

$B = eQ^*\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}\right)_0 = eQ^* q_{zz}$ – постоянная квадрупольной связи.

Для свободного атома направление симметрии электрического поля определяется вектором $\bar{J}$ механического момента электронной оболочки. Таким образом, энергия квадрупольного взаимодействия в свободном атоме зависит от взаимной ориентации векторов $\bar{I}$ и J и определяется формулой:

$$W_Q = \frac{1}{8} B\left(3\cos^2(\bar{I}\,\hat{}\,\bar{J}) - 1\right). \tag{2.92}$$

В общем балансе энергетических состояний атома, определяемых квантовыми числами n, L, J, S, F, I (см. п. 1.1) энергия квадрупольного взаимодействия в силу малости $eQ^{*}q_{zz} = B$ оказывается незначительной. В результате квадрупольное взаимодействие приводит лишь к небольшому смещению уровней энергии различных состояний атома, что сказывается на спектрах излучения (поглощения) атомов, на основе которых можно определять величину квадрупольных моментов ядер.

В отличие от свободных атомов, ядерное квадрупольное взаимодействие наиболее просто изучать в веществах имеющих кристаллическую структуру. В молекулярных кристаллах ядра атомов закреплены в узлах их решетки и остаются достаточно обособленными. При этом можно считать, что на ядра этих атомов воздействует только поле собственных электронов. Удаленные заряды (электроны и ядра соседних атомов) вносят небольшой вклад в электрическое поле, поскольку оно уменьшается обратно пропорционально кубу расстояния.

Поэтому можно считать, что на ядра в кристалле действует такое же поле, как в свободных атомах. Это поле имеет ось симметрии (выделенное направление). Согласно законам квантовой теории, проекция механического момента ядра $\bar{I}$ на выделяемое направление может принимать дискретные значения, определяемые квантовым числом $m_I = I, I-1, \ldots, -I$. Это означает, что квадрат косинуса угла θ между спином ядра $\bar{I}$ и направлением симметрии поля электронной оболочки должен быть равным

$$\cos^2\theta = \frac{m_I^2}{I(I+1)}; \tag{2.93}$$

подставляя (2.93) в (2.91), получим

$$W_B = \frac{eQ^{*}q_{zz}}{8}\left[\frac{3m_I^2 - I(I+1)}{I(I+1)}\right]. \tag{2.94}$$

При исследовании квадрупольного взаимодействия ядер в твердых телах, обычно вместо eQ^{*} вводят другую величину eQ, связанную с первой посредством соотношения

$$eQ = eQ^{*}\frac{2I-1}{2(I+1)}.$$

Учитывая это, окончательно получим следующие выражения для энергии квадрупольного взаимодействия в твердом теле:

$$W_Q = \frac{eQq_{zz}}{4I(2I-1)}\left[3m_I^2 - I(I+1)\right], \qquad (2.95)$$

где m_I принимает значения $I, I-1, \ldots, -I$, $q_{zz} \equiv \left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}\right)_0$.

Из формулы (2.95) видно, что состояния с m_I и $-m_I$ имеют одинаковую энергию, т. е. дважды вырождены.

Выражение (2.95) позволяет определить систему уровней квадрупольной энергии ядер и частоты переходов между ними, учитывая, что для квантового числа m_I правило отбора имеет вид $\Delta m_I = \pm 1$.

На рис. 2.27 представлены уровни квадрупольной энергии для ядер со спинами $I = \frac{3}{2}$ и 5/2.

Для ядер с $I = \frac{3}{2}$ имеется два дважды вырожденных уровня $\frac{1}{2}eQq_{zz}$ и $-\frac{1}{4}eQq_{zz}$, отвечающих значениям $m_I = \pm\frac{3}{2}$ и $m_I = \pm\frac{1}{2}$ соответственно. При этом частота перехода между уровнями равна

$\nu_0 = \nu_{\pm\frac{3}{2}\to\pm\frac{1}{2}} = \frac{1}{2h}eQq_{zz}$.

Для ядер с $I = \frac{5}{2}$ возникают три уровня энергии: $\frac{1}{4}eQq_{zz}$, $-\frac{1}{20}eQq_{zz}$ и $-\frac{1}{5}eQq_{zz}$, отвечающих значениям $m_I = \pm\frac{5}{2}, \pm\frac{3}{2}$ и $\pm\frac{1}{2}$ соответственно, и можно наблюдать две частоты перехода:

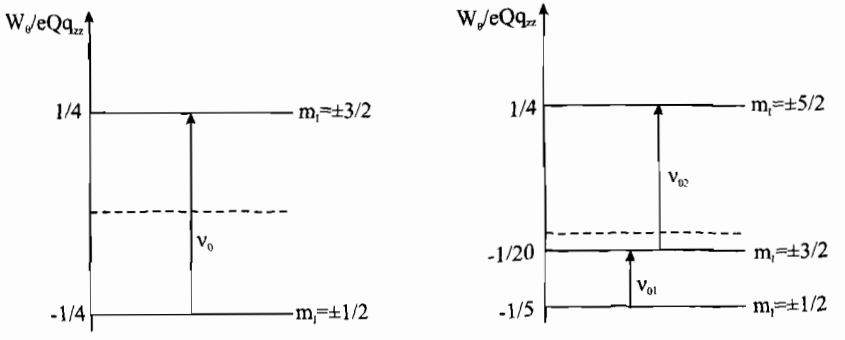


Рис. 2.27. Энергетические уровни квадрупольного взаимодействия

$$\nu_{01} = \nu_{\pm\frac{3}{2}\to\pm\frac{1}{2}} = \frac{3}{20}\frac{eQq_{zz}}{h} \qquad \nu_{02} = \nu_{\pm\frac{5}{2}\to\pm\frac{3}{2}} = \frac{3}{10}\frac{eQq_{zz}}{h} \text{ причем } \nu_{01}:\nu_{02} = 1:2.$$

Частоты переходов между уровнями квадрупольного взаимодействия ядер принято называть частотами ядерного квадрупольного резонанса (ЯКР).

Формула (2.95) для энергии квадрупольного взаимодействия получена в предположении осевой симметрии градиента электрического поля, действующего на ядро, когда $q_{xx} = q_{yy}$. Реально это условие обычно не выполняется, т. е. градиент электрического поля не обладает осевой симметрией. Для характеристики степени отклонения градиента поля от аксиальной симметрии вводят параметр асимметрии η:

$$\eta = \frac{q_{xx} - q_{yy}}{q_{zz}}.$$

Аксиальная асимметрия поля приводит к изменению уровней энергии квадрупольного взаимодействия и, следовательно, частот ЯКР. В большинстве случаев степень асимметрии невелика. Как показывает расчет, при малом $\eta < 1$ для ядер со спином $I = \frac{3}{2}$ частота ЯКР равна

$$\nu_0 = \nu_{\pm\frac{3}{2}\to\pm\frac{1}{2}} = \frac{eQq_{zz}}{2h}\sqrt{1 + \frac{\eta^2}{3}}.$$

Для ядер с $I = \frac{5}{2}$ частоты ЯКР равны:

$$\nu_{01} = \nu_{\pm\frac{5}{2}\to\pm\frac{3}{2}} = \frac{3}{10}\frac{eQq_{zz}}{h}(1 - 0{,}2\eta^2);$$

$$\nu_{02} = \nu_{\pm\frac{3}{2}\to\pm\frac{1}{2}} = \frac{3}{20}\frac{eQq_{zz}}{h}(1 + 1{,}3\eta^2).$$

Из двух наблюдаемых частот ЯКР можно определить величину квадрупольной связи eQq_{zz} и параметр асимметрии η. Асимметрия градиента электрического поля, действующего на ядро, обусловли-

вается локальной электронной средой окружающей атом. Константа квадрупольного взаимодействия eQq_{zz} и параметра асимметрии η содержит структурную информацию об этой среде.

Частоты ЯКР в различных кристаллах (молекулах) лежат в диапазоне от нескольких десятков килогерц до тысяч мегагерц. Такой широкий диапазон частот ЯКР обусловлен тем, что квадрупольные моменты различных ядер отличаются на несколько порядков. Так у ядер атома ^{87}Rb квадрупольный момент $eQ = 1{,}5 \cdot 10^{-25}$ см^2, а ядер ^{6}Li $eQ = 4{,}6 \cdot 10^{-28}$ см2. Кроме того, существенно отличаются величины градиента электрического поля $\left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2}\right)_0$ в месте расположения ядер, определяемого объемной плотностью и размерами электронного окружения. Величина $\left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2}\right)_0$ зависит от того, в каком химическом соединении находится атом с данным ядром. Частоты квадрупольного резонанса являются характеристиками данного вещества.

Поскольку частоты ЯКР лежат в радиочастотной области спектра, спонтанные переходы между уровнями квадрупольного взаимодействия имеют ничтожно малую вероятность, что делает невозможным их наблюдение.

Для нахождения частот ЯКР, так же как и частот ЯМР, используют индуцированные переходы, исследуя взаимодействие вещества с изучаемыми ядрами и резонансного электромагнитного поля.

Необходимо отметить: несмотря на то, что энергетические уровни квадрупольного взаимодействия обусловлены неоднородностью электрического поля и электрического квадрупольного момента ядра, индуцированные переходы между ними вызываются взаимодействием магнитного момента ядра μ_I с магнитной составляющей радиочастотного поля. Поэтому методы наблюдения квадрупольного резонанса ,в основном, такие же, как и экспериментальные методы ЯМР. Отличие состоит в том, что единственной возможностью прохождения резонансных условий в ЯКР является изменение частоты электромагнитного поля.

Для регистрации ЯКР, так же как в ЯМР, используют автодинные, мостовые методы, схемы со скрещенными катушками Блоха и импульсные методы (метод квадрупольного эха).

Наибольшее распространение получили спектрометры ЯКР, работающие на основе автодинных генераторов. На рис. 2.28 приве-

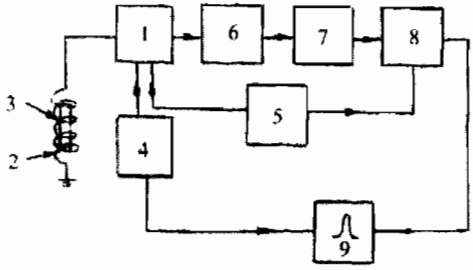


Рис. 2.28. Структурная схема ЯКР-спектрометра

дена схема такого спектрометра. Основным узлом его является автодин (1), в катушку (2) колебательного контура которого помещается исследуемый образец (3). Параметры схемы выбирают такими, чтобы он работал в режиме слабых колебаний (требование отсутствия насыщения в исследуемом образце) и был чувствителен к небольшим изменениям добротности контура.

В спектрометре для поиска и регистрации ЯКР используется так называемый дифференциальный способ прохождения линий резонанса. Для этого одновременно осуществляется медленное (с периодом $T_п$) сканирование частоты автодина в пределах, превышающих ширину линий $\Delta\nu_л$ ЯКР, и быстрое (с периодом $T_н$) ее изменение с девиацией, меньшей $\Delta\nu_л$. Для пояснения на рис. 2.29 приведена зависимость амплитуд колебаний автодинного генератора в зависимости от частоты ν. Из рисунка видно, что амплитуда колебаний автодинного генератора при прохождении частоты через область резонанса промодулирована с частотой $\nu_н$, а глубина модуляции пропорциональна крутизне линии ЯКР.

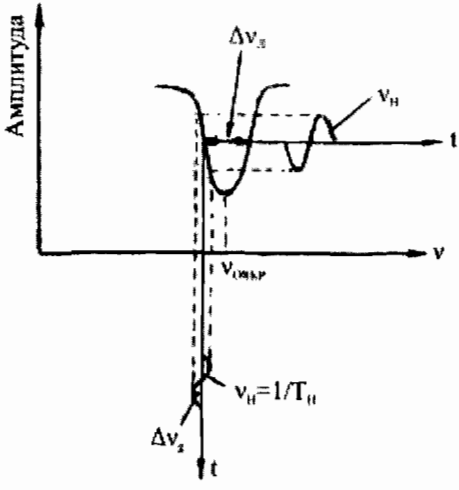


Рис. 2.29. Метод регистрации сигналов ЯКР

В спектрометре генератор пилообразных колебаний (4) осуществляет медленное сканирование частоты ν автодинного генератора в пределах, превышающих ширину $\Delta\nu_л$ линии ЯКР, и осуществляет тем самым периодическое (с периодом $T_п$) прохождение через

условие резонанса $\nu = \nu_{якр}$. Генератор (5) производит частотную модуляцию автодина с периодом $T_н$ и девиацией, равной $\Delta\nu_д < \Delta\nu_л$, при этом $T_п >> T_н$. Обычно $T_н \approx (10^{-1} \div 10^{-3})$ с, $T_п$ – порядка секунды.

Сигнал ЯКР, снимаемый с автодинного генератора, поступает на амплитудный детектор (6), далее на избирательный, настроенный на частоту $\nu_н = \frac{1}{T_н}$ усилитель (7) и синхронный детектор (8), после которого регистрируется на ленте самописца или наблюдается на экране осциллографа (9).

ЯКР, наряду с ЯМР и ЭПР, находит широкое применение для исследования физико-химических свойств веществ в твердой фазе, строении молекул органических и неорганических соединений.

Он позволяет изучать распределение потенциала электрических зарядов в кристаллических полях. Квадрупольные ядра представляют собой как бы естественный зонд, с помощью которого можно измерить градиент электрического поля.

Изучив спектры ЯКР и определив на их основе константы квадрупольного взаимодействия (eQq_{zz}) и параметры тензора асимметрии η, делают выводы о химических связях в исследуемом веществе. Как в оптической и инфракрасной спектроскопии атомов и молекул, существуют таблицы линии ЭКР для различных химических соединений. На их основе по частотам ЯКР можно осуществить химический анализ веществ.

ЯКР находит важное практическое применение для обнаружения взрывчатых и наркотических веществ. Взрывчатые и наркотические вещества в подавляющем большинстве содержат в себе атомы азота или хлора. Ядро атома ^{14}N имеет $I = 1$, у атомов ^{35}Cl, ^{37}Cl спин ядра $I = \frac{3}{2}$. Поэтому они имеют квадрупольный момент, и их можно обнаружить с помощью метода ЯКР.

2.5. Электронный парамагнитный резонанс. Спектрометры ЭПР

Электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) представляет собой явление резонансного взаимодействия электромагнитных волн и макроскопических тел, помещенных в магнитное поле, связанное с переходами между электронными зеемановскими подуровнями.

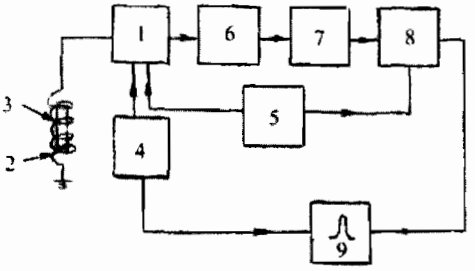


Рис. 2.28. Структурная схема ЯКР-спектрометра

дена схема такого спектрометра. Основным узлом его является автодин (1), в катушку (2) колебательного контура которого помещается исследуемый образец (3). Параметры схемы выбирают такими, чтобы он работал в режиме слабых колебаний (требование отсутствия насыщения в исследуемом образце) и был чувствителен к небольшим изменениям добротности контура.

В спектрометре для поиска и регистрации ЯКР используется так называемый дифференциальный способ прохождения линий резонанса. Для этого одновременно осуществляется медленное (с периодом $T_п$) сканирование частоты автодина в пределах, превышающих ширину линий $\Delta\nu_л$ ЯКР, и быстрое (с периодом $T_н$) ее изменение с девиацией, меньшей $\Delta\nu_л$. Для пояснения на рис. 2.29 приведена зависимость амплитуд колебаний автодинного генератора в зависимости от частоты ν. Из рисунка видно, что амплитуда колебаний автодинного генератора при прохождении частоты через область резонанса промодулирована с частотой $\nu_н$, а глубина модуляции пропорциональна крутизне линии ЯКР.

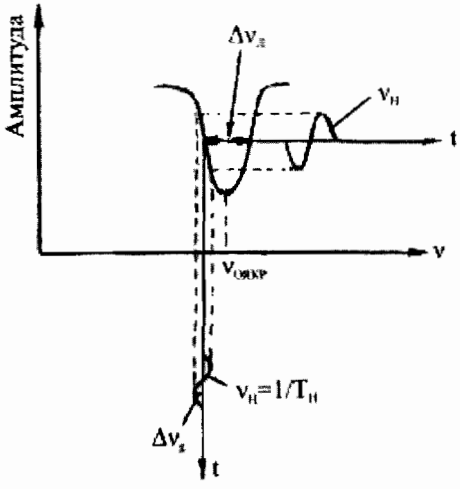


Рис. 2.29. Метод регистрации сигналов ЯКР

В спектрометре генератор пилообразных колебаний (4) осуществляет медленное сканирование частоты ν автодинного генератора в пределах, превышающих ширину $\Delta\nu_л$ линии ЯКР, и осуществляет тем самым периодическое (с периодом $T_п$) прохождение через

условие резонанса $\nu = \nu_{якр}$. Генератор (5) производит частотную модуляцию автодина с периодом $T_н$ и девиацией, равной $\Delta\nu_д < \Delta\nu_л$, при этом $T_п >> T_н$. Обычно $T_н \approx (10^{-1} \div 10^{-3})$ с, $T_п$ – порядка секунды.

Сигнал ЯКР, снимаемый с автодинного генератора, поступает на амплитудный детектор (6), далее на избирательный, настроенный на частоту $\nu_н = \frac{1}{T_н}$ усилитель (7) и синхронный детектор (8), после которого регистрируется на ленте самописца или наблюдается на экране осциллографа (9).

ЯКР, наряду с ЯМР и ЭПР, находит широкое применение для исследования физико-химических свойств веществ в твердой фазе, строении молекул органических и неорганических соединений.

Он позволяет изучать распределение потенциала электрических зарядов в кристаллических полях. Квадрупольные ядра представляют собой как бы естественный зонд, с помощью которого можно измерить градиент электрического поля.

Изучив спектры ЯКР и определив на их основе константы квадрупольного взаимодействия (eQq_{zz}) и параметры тензора асимметрии η, делают выводы о химических связях в исследуемом веществе. Как в оптической и инфракрасной спектроскопии атомов и молекул, существуют таблицы линии ЭКР для различных химических соединений. На их основе по частотам ЯКР можно осуществить химический анализ веществ.

ЯКР находит важное практическое применение для обнаружения взрывчатых и наркотических веществ. Взрывчатые и наркотические вещества в подавляющем большинстве содержат в себе атомы азота или хлора. Ядро атома ^{14}N имеет $I = 1$, у атомов ^{35}Cl, ^{37}Cl спин ядра $I = \frac{3}{2}$. Поэтому они имеют квадрупольный момент, и их можно обнаружить с помощью метода ЯКР.

2.5. Электронный парамагнитный резонанс. Спектрометры ЭПР

Электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) представляет собой явление резонансного взаимодействия электромагнитных волн и макроскопических тел, помещенных в магнитное поле, связанное с переходами между электронными зеемановскими подуровнями.

ЭПР имеет много общего с ЯМР. Отличие состоит лишь в том, что в первом изучаются переходы между уровнями, определяемыми магнитным моментом электронной оболочки, а в последнем – переходы между магнитными уровнями, обусловленными ядерным моментом.

Рассмотренная ранее макроскопическая теория магнитного резонанса (теория Блоха) полностью применима для описания явления ЭПР. Оно может наблюдаться лишь в веществах частицы (атомы, ионы и т. д.), которых обладают электронным моментом. Хотя по крайней мере половина атомов элементов Периодической системы Менделеева содержит неспаренные электроны и обладает электронным магнитным моментом, однако при вступлении атомов в химическое соединение в большинстве случаев электронный магнетизм исчезает. Это связано с тем, что при возникновении химических связей валентные электроны атомов образуют замкнутые оболочки с компенсированными моментами. Так, в случае ионной связи, внешние электроны с положительной электровалентностью заполняют частично занятую оболочку второго атома, имеющего отрицательную электровалентность. Примером может служить хлористый натрий, где атом натрия теряет один электрон, превращаясь в ион Na^+ с заполненной внешней $2p$-оболочкой, а атом хлора получает один электрон, превращаясь в ион Cl^-, который имеет также заполненную $3p$-оболочку. Таким образом, в кристалле хлористого натрия отсутствуют электроны с некомпенсированным спином и существуют только заполненные оболочки, электронный момент которых равен нулю.

В других видах химической связи, например, ковалентной, также происходит компенсация спинов электронов. В молекулах с ковалентной связью (H_2, Li_2, N_2 и т. д.) внешние электроны атомов принадлежат сразу двум атомам и спины их антипараллельны друг другу, т. е. внешние электроны образуют замкнутую оболочку. Электронный парамагнетизм при вступлении атомов в устойчивое химическое соединение исчезает не у всех атомов. К ним в первую очередь относятся атомы элементов переходных групп, для которых характерно наличие частично заполненных внутренних оболочек. В образовании химических связей участвуют лишь электроны внешних оболочек, так что внутренние оболочки атомов остаются при этом незамкнутыми и, следовательно, сохраняют магнитный момент.

Соединения, содержащие переходные элементы, особенно группы железа (Sc, Ti, V, Cr, ...) и редкоземельных элементов (Pr, Nd, ...), представляют собой основные объекты исследования методом электронного парамагнитного резонанса. Методом ЭПР изучаются также переходы между зеемановскими электронными уровнями основных состояний ионов этих элементов.

Электронным парамагнетизмом обладают молекулы с нечетным числом электронов, такие, как NO, NO_2, небольшое число молекул с четным числом электронов, например O_2, так называемые свободные радикалы, представляющие собой молекулы или части молекул, имеющие неспаренный электрон на молекулярной орбите. Помимо перечисленных веществ, электронный парамагнетизм существует у металлов и полупроводников, где он вызывается наличием свободных электронов.

Рассмотрим парамагнитный атом (ион), имеющий механический момент электронной оболочки $\vec{P}_J = \frac{h}{2\pi}\vec{J}$, и связанный с ним магнитный момент

$$\vec{\mu}_J = g_J \mu_Б \vec{J}, \tag{2.96}$$

где $\vec{\mu}_Б = \frac{eh}{4\pi cm} = 0{,}927 \cdot 10^{-20}$ эрг/Гц – магнетон Бора; g_J – фактор Ланде:

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}.$$

Фактор g_J может принимать значения в интервале между 1 и 2. Состояние атома с данным J вырождено по магнитному числу m_J. Кратность вырождения равна $(2J+1)$. При помещении атомов в магнитном поле $\vec{H}_0$, благодаря взаимодействию их магнитного момента с $\vec{H}_0$, происходит расщепление уровня на $(2J+1)$ зеемановский подуровень, т. е. вырождение снимается. Энергия взаимодействия атома с магнитным полем определяется формулой

$$E = -\left(\vec{\mu}_J \vec{H}_0\right) = -m_J g_J \mu_Б H_0. \tag{2.97}$$

Диаграмма зеемановского расщепления энергетического уровня атома, находящегося в состоянии с $\vec{J} = 2$, представлена на рис. 2.30.

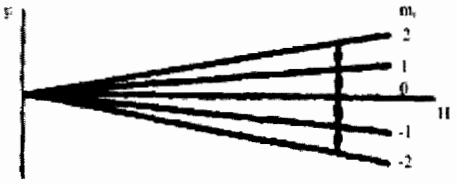


Рис. 2.30. Зависимость энергии зеемановских уровней от величины магнитного поля

В соответствии с правилом отбора, для магнитного квантового числа возможны переходы, для которых $\Delta m_J = \pm 1$. Их частота, как следует из (2.97), такова:

$$\nu = \frac{E_{m_J} - E_{m_J+1}}{h} = \frac{\mu_Б g_J H_0}{h}. \quad (2.98)$$

Сравнение этого выражения с формулой (2.9) для частоты перехода между ядерными магнитными уровнями показывает, что в одном и том же магнитном поле частоты ЯМР и ЭПР отличаются примерно на три порядка (магнетон Бора $\mu_Б$ в 1877 раз превышает ядерный магнетон $\mu_я$, g_J и g_I – порядка единицы).

В полях с напряженностью в несколько тысяч эрстед частоты переходов ЯМР равны десяткам мегагерц (10^7 Гц), а частоты переходов ЭПР имеют величину ~10^{10} Гц, т. е. соответствуют сантиметровому диапазону волн. Формула (2.98) справедлива для свободных парамагнитных атомов и ионов.

В реально исследуемых образцах на электронную систему, помимо внешнего постоянного магнитного поля $\vec{H}_0$, действуют локальные электрические и магнитные поля, что приводит к значительному видоизменению спектров ЭПР.

По виду спектра можно судить о характере этих внутренних взаимодействий. Рассмотрим взаимодействие ядерного и электронного магнитных моментов (сверхтонкое взаимодействие) на примере атома водорода в $^2S_{1/2}$-состоянии $\left(J - \frac{1}{2}, I = \frac{1}{2}\right)$. Ядерный магнитный момент создает дополнительное магнитное поле $\vec{H}_{лок}$, которое складывается с полем $\vec{H}_0 : \vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}_{лок}$.

В формулу (2.97) для энергии введем дополнительный член, учитывающий появление поля $\vec{H}_{лок}$

$$E = m_J g_J \mu_Б H_0 + A m_J m_I, \quad (2.99)$$

где A – константа; $m_J = \pm\frac{1}{2}$; $m_I = \pm\frac{1}{2}$.

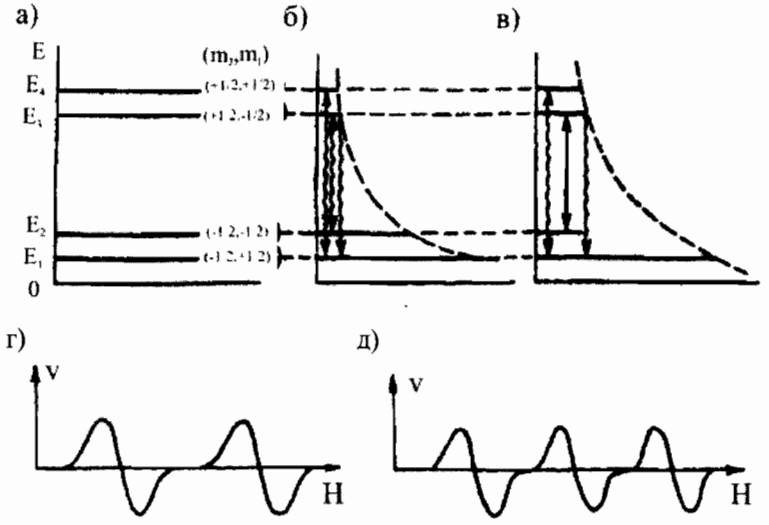


Рис. 2.31. Сверхтонкая структура электронных зеемановских уровней (а); распределение числа атомов по уровням для термодинамического равновесия (б) и при насыщении парамагнитного поглощения (в); ЭПР-спектр атомов H (г) и D (д)

Структура энергетических уровней, применительно к этому случаю, приведена на рис. 2.31. Разрешенные переходы для ЭПР соответствуют изменению магнитных квантовых чисел $\Delta m_J = \pm 1$, $\Delta m_I = 0$. Поэтому спектр ЭПР атома водорода $(I = \frac{1}{2}, J = \frac{1}{2})$ состоит из двух линий, а атома дейтерия $\left(I = 1, J = \frac{1}{2}\right)$ – из трех (см. рис. 2.31 г, д).

Спектрометры электронного парамагнитного резонанса

При реальных значениях магнитного поля частоты линий ЭПР, как следует из формулы (2.97)*, охватывают весь диапазон радиоволн. Полям (10–10^4) Э соответствуют частоты (10^6–10^n)Гц. Наблюдение ЭПР на частотах 10^9 Гц и ниже проводят на спектрометрах, практически ничем не отличающихся от тех, которые используют при исследова-

* Подставляя в (2.98) численные значения h и $\mu_Б$, получаем для частоты простое соотношение: $\nu = 1{,}4gH_0$, где ν – в мегагерцах, H_0 – в эрстедах, g-фактор имеет величину порядка единицы.

нии ЯМР, однако обычно они ведутся на частотах более 10^9 Гц (на сантиметровых и миллиметровых волнах). Это, в основном, обусловлено следующими причинами. Чувствительность спектрометров ЭПР повышается с ростом частоты (вследствие увеличения разности населенностей верхнего и нижнего рабочих уровней и большей добротности по сравнению с добротностью контуров, используемых на частотах менее 10^9 Гц). При более высоких частотах резонаторы имеют меньшие размеры, и для заполнения одной и той же доли их объема требуется меньшее количество исследуемого вещества, что особенно важно, поскольку некоторые вещества образуют кристаллы малых размеров или имеются в небольших количествах. Необходимость исследования ЭПР на сантиметровых и миллиметровых волнах иногда диктуется большим начальным расщеплением уровней кристаллическим полем в нулевом магнитном поле [9, 10].

Спектрометры ЭПР сверхвысокочастотного (СВЧ) диапазона по принципу работы не отличаются от спектрометров на частотах менее 10^9 Гц, а различие состоит лишь в конструктивном выполнении, определяемом особенностями техники сверхвысоких частот.

На рис. 2.32 приведена структурная схема простого спектрометра ЭПР с отражательным резонатором. Принципиально эта схема аналогична схеме спектрометра ЯМР, изображенной на рис. 2.14. В качестве моста в спектрометре ЭПР используются двойные тройники и гибридные кольца (рис. 2.33,*а, б*). Отличительная особенность этих устройств заключается в том, что мощность, поступающая в плечо 1, делится поровну между плечами 2 и 3 и, если они нагружены на согласованные нагрузки, в плечо 4 не поступает. В спектрометре к плечу 1 присоединяется генератор, к плечам 2, 3 и 4 – соответственно резонатор с исследуемым веществом, балластная нагрузка 5 и детекторная секция.

Резонатор стремятся выполнять с большей добротностью, так как чувствительность спектрометра возрастает с увеличением добротности резонатора. Для этого внутренние стенки резонатора тщательно полируют и покрывают серебром. Обычно используют цилиндрические и прямоугольные резонаторы, в которых возбуждаются колебания $H_{отп}$ типа (см. рис. 2.32,*в*). Исследуемый образец 6 помещают в пучности магнитного поля $H_{\sim}$ резонатора и по возможности ближе к узлу электрического поля, поскольку последнее приводит к появлению диэлектрических потерь, которые могут сильно ухудшить доб-

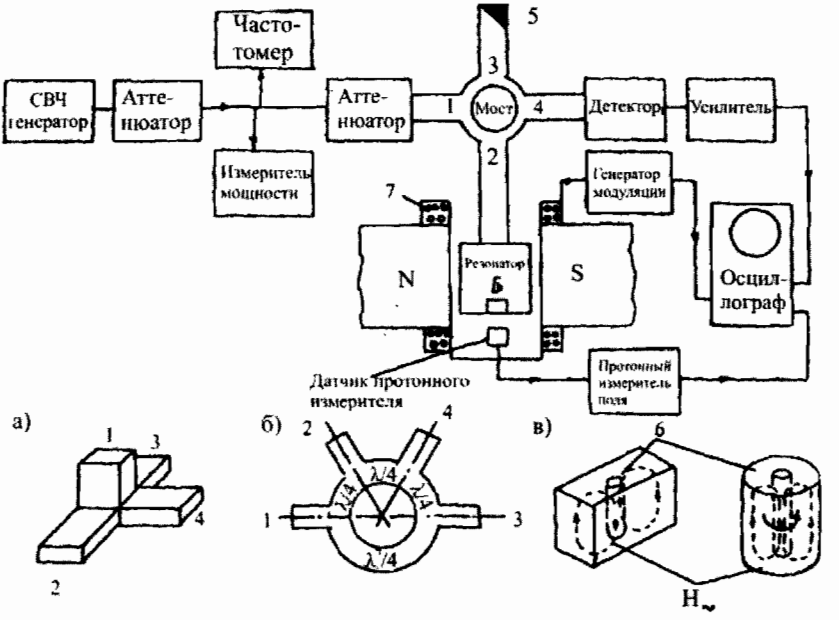


Рис. 2.32. Структурная схема ЭПР-спектрометра с отражательным резонатором

ротность резонатора. Обычно добротность резонаторов, используемых в спектрометрах ЭПР, достигает 10000 и более.

Резонатор помещают между полюсами магнита, который создает магнитное поле, перпендикулярное высокочастотному магнитному полю резонатора, в месте нахождения образца. На постоянное магнитное поле накладывается переменное магнитное поле, создаваемое генератором модуляции посредством катушек 7, намотанных на полюсные наконечники магнита. Благодаря переменному полю, линия поглощения ЭПР исследуемого вещества наблюдается периодически. При наступлении парамагнитного резонанса исследуемом веществе изменяется величина отраженной от резонатора волны, в результате чего на детектор, включенный в плечо 4, поступает сигнал. Так же, как в мостовом спектрометре ЯМР, используют частичный разбаланс волноводного моста, что позволяет в зависимости от характера разбаланса получать либо сигнал поглощения, либо дисперсии.

Существенным недостатком рассмотренной схемы ЭПР является сравнительно низкая чувствительность, не превышающая

обычно 10^{-8} моля свободного радикала дифенилпикрилгидрозила (ДФПГ)*. Это, главным образом, связано с тем, что регистрирующая система (детектор-усилитель) по необходимости имеет широкую полосу пропускания и, как следствие этого, большие шумы и низкие значения отношения сигнал-шум.

Значительно увеличить чувствительность спектрометров позволяет использование двойной модуляции магнитного поля. На рис. 2.33 приведена блок-схема спектрометра с проходным резонатором и двойной модуляцией магнитного поля. Здесь, наряду с низкочастотной ($\nu_1 \cong 50$ Гц) модуляцией, перекрывающей всю исследуемую линию ЭПР и определяющей ее медленное прохождение, осуществлена высокочастотная модуляция ($\nu_2 \cong 100$ кГц) магнитного поля с амплитудой, малой по сравнению с шириной исследуемой линии. Медленное прохождение линии производится с помощью модуляционных катушек 1, намотанных на полюсные наконечники магнита, и генератора низкой частоты ν_1. Модуляция с частотой ν_2, подаваемой от генератора высокой частоты, создается катушкой 2, помещенной внутри резонатора 3 и охватывающей исследуемый образец 4.

При высокочастотной модуляции зависимость тока *I* детектора, подключенного к выходу проходного резонатора от медленно меняющегося поля *H* принимает вид, представленный на рис. 2.33 (слева внизу). Ток детектора имеет переменную составляющую частоты ν_2, амплитуда которой пропорциональна крутизне линии поглощения. В спектрометре после детектора *D* включен избирательный усилитель, настроенный на частоту ν_2. Амплитуда сигнала на выходе избирательного усилителя пропорциональна первой производной от линии поглощения ЭПР. Сигнал с выхода усилителя подается на синхронный детектор, с которого он поступает на осциллограф. Опорное напряжение на синхронный детектор вводится от источника высокочастотной модуляции магнитного поля. Развертка осциллографа осуществляется напряжением генератора

---

* Чувствительность ЭПР спектрометров определяется тем минимальным числом парамагнитных частиц вещества, сигнал от которых может быть зарегистрирован. Принято характеризовать чувствительность ЭПР-спектрометров минимально обнаружимым количеством органического стабильного радикала ДФПГ, свойства которого хорошо изучены. Один миллиграмм ДФПГ содержит примерно 1,5 10^8 парамагнитных молекул.

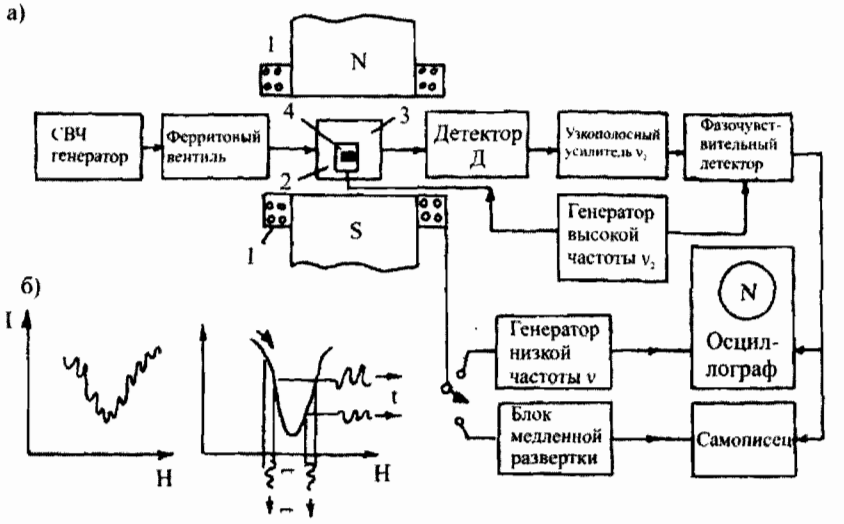


Рис. 2.33. Структурная схема ЭПР-спектрометра с проходным резонатором и двойной модуляцией магнитного поля

низкочастотной модуляции. В результате на экране осциллографа регистрируется сигнал, пропорциональный производной от линии поглощения ЭПР.

В схеме спектрометра предусмотрена регистрация сигнала на самописце. В этом случае низкочастотная модуляция осуществляется от блока медленной линейной развертки.

Благодаря использованию избирательного усилителя и синхронного детектора в спектрометре с двойной модуляцией существенно сужается ширина полосы пропускания регистрирующего устройства, а значит, величина шумов и, как следствие, увеличивается его чувствительность.

При построении высокочувствительных спектрометров очень важна стабильность настройки СВЧ-генератора на резонансную частоту рабочего резонатора. Возникающая в процессе работы спектрометра расстройка частоты СВЧ-генератора относительно резонансной приводит к появлению ложных сигналов и искажению спектра. Поэтому в высокочувствительных спектрометрах осуществляют автоматическую подстройку частоты СВЧ-генератора по рабочему резонатору. Спектрометры с двойной модуляцией магнитного поля и автоматической подстройкой частоты СВЧ-гене-

ратора под резонансную частоту рабочего резонатора имеют чувствительность (10^{-10}–10^{-11}) моля ДФПГ.

2.6. Метод двойного радиооптического резонанса. Оптическая ориентация атомов

В методе двойного радиооптического резонанса используют одновременно два квантовых перехода, частота одного из которых лежит в оптическом, другого – в радиодиапазоне. В настоящее время преимущественное распространение получил метод двойного радиооптического резонанса (предложен А. Кастлером и Д. Бросселем), сочетающий в себе явление магнитного резонанса и оптического перекачивания атомов. Последнее представляет собой процесс, при котором под действием резонансного оптического излучения в системе нарушается термическое равновесное распределение атомов по энергетическим уровням.

Для пояснения принципа оптического перекачивания атомов и метода двойного радиооптического резонанса рассмотрим систему атомов, находящуюся в магнитном поле. Из всей совокупности энергетических уровней атомов выделим три – A, B, C (рис. 2.34). Пусть уровни A и B представляют собой зеемановские подуровни основного состояния атомов и расположены близко друг к другу, так что переход между ними соответствует линии радиочастотного диапазона. Уровень C находится намного выше и соответствует оптически возбужденному состоянию. Переходам $A \leftrightarrow C$ и $B \leftrightarrow C$ отвечают линии оптического диапазона.

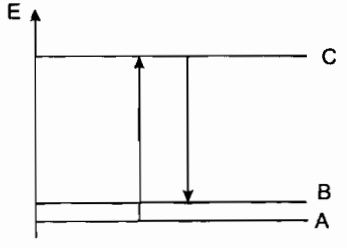


Рис. 2.34. Схема энергетических уровней, поясняющая процесс оптического перекачивания

Вначале все атомы находятся в состояниях A и B. Предположим, что в какой-то момент времени система атомов подвергается облучению светом резонансной частоты перехода $C \leftarrow A$. Атомы, поглотившие квант света, будут переходить из состояния A в возбужденное состояние C, откуда через весьма малый промежуток

времени (время жизни атомов в оптически возбужденном состоянии $\tau = 10^{-8}$ с) они перейдут на нижележащие уровни *A* и *B*. Попавшие в состояние *A* атомы с помощью облучающего резонансного света вновь переводятся в состояние *C*, откуда быстро переходят частично на уровень *B*, частично – на уровень *A*. Таким образом, вследствие резонансной флуоресценции происходит перекачивание атомов из состояния *A* в состояние *B*. При отсутствии релаксационных переходов между уровнями *A* и *B* в результате такого процесса произошла бы перекачка всех атомов из состояния *A* в состояние *B*, и система атомов перестала бы поглощать свет резонансной частоты [1].

Если подействовать на систему атомов радиоволнами, частота которых отвечает энергии перехода между уровнями *A* и *B*, то будут происходить индуцированные переходы атомов из состояния *B* в состояние *A*, что приведет к увеличению поглощения света, т. е. снижению прозрачности системы атомов. Важно отметить, что изменение интенсивности проходящего резонансного света оказывается пропорционально числу атомов, переводимых радиочастотным полем из состояния в состояние *A*. Это дает возможность наблюдать резонансную линию радиочастотного перехода $A \leftrightarrow B$ по изменению интенсивности резонансного света, вызывающего перекачивание атомов.

Описанный метод двойного радиооптического резонанса позволяет наблюдать спектральную линию радиодиапазона по изменению интенсивности света. Такой способ регистрации радиочастотного резонанса на основе оптического перекачивания является очень чувствительным. Это связано с тем, каждый акт перехода атома при радиочастотном резонансе, определяемый фотоном радиочастоты, регистрируется по поглощению оптического фотона, имеющего энергию в 10^9 раз большую, чем вызвавший его радиочастотный фотон.

Как уже отмечалось, уровни *A* и *B* представляют собой зеемановские подуровни какого-либо, часто основного, состояния атома, отвечающие различным ориентациям момента атома относительно магнитного поля. Поэтому оптическое перекачивание обычно связано с процессом их оптической ориентации и сопровождается изменением намагниченности образца.

Теперь на конкретном примере оптической ориентации щелочных атомов рассмотрим методы наблюдения за ней и технику экс-

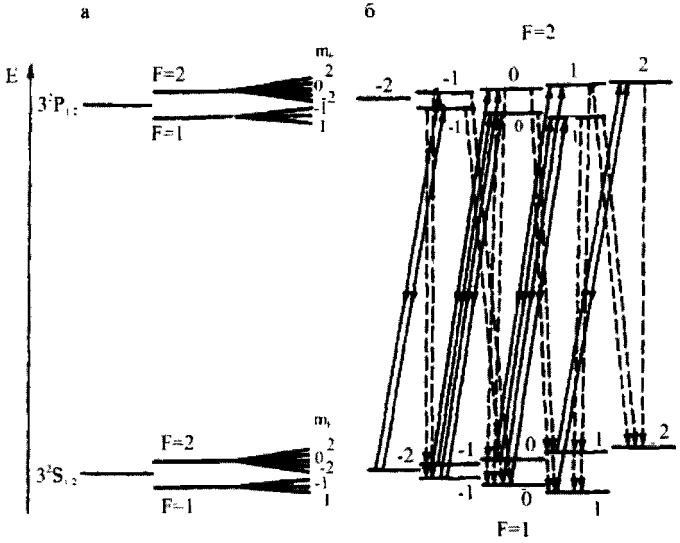


Рис. 2.35. Схема энергетических уровней основного и первого возбужденного состояния атомов ^{23}Na

перимента. На рис. 2.35,*а* показана схема энергетических уровней основного $^2S_{1/2}$ и первого возбужденного $^2P_{1/2}$ состояний атомов щелочных металлов со спином ядра $I = 3/2$ (^{23}Na, ^{87}Rb). Для натрия ^{23}Na переход $3^2P_{1/2} \to 3^2S_{1/2}$ соответствует испусканию желтой D_1 линии с длиной волны 588,995 нм. Благодаря взаимодействию электронной оболочки с магнитным моментом, ядра уровней $^2S_{1/2}$ и $^2P_{1/2}$ имеют сверхтонкую структуру, характеризуемую квантовым числом F. В магнитном поле каждый уровень сверхтонкой структуры расщепляется на $2F + 1$ зеемановский подуровень. На рис. 2.35,*б* представлены в более удобном виде те же уровни для фиксированного магнитного поля.

Для осуществления оптической ориентации пары натрия освещают вдоль направления поля светом правой циркулярной поляризации (σ^+-светом) D_1 линии. Свет поглощается атомами натрия, которые переходят в соответствии с правилами отбора $\Delta L = 1$ и $\Delta m_F = +1$ из $^2S_{1/2}$ в $^2P_{1/2}$-состояние. Эти переходы на рис. 2.35, *б* показаны сплошными стрелками. Возвращаясь из возбужденного состояния $^2P_{1/2}$ в основное $^2S_{1/2}$, атомы излучают π (переход с $\Delta m_F = 0$) и $\sigma^\pm$ (переходы с $\Delta m_F = \pm 1$) свет.

Спонтанные переходы из $^2P_{1/2}$ и $^2S_{1/2}$-состояние на рис. 2 35,*б* обозначены пунктирными стрелками. Видно, что атомы накапливаются на уровне $(F,m_F)=(2,2)$ основного состояния, с которого они не выводятся облучающим σ^+-светом (в состоянии $^2P_{1/2}$ нет такого уровня, переход на который с состояния (2,2) удовлетворял бы правилу отбора $\Delta m_F=+1$).

В отсутствие релаксации между магнитными подуровнями в результате процесса оптического перекачивания все атомы оказались бы на уровне (2,2). Реально накапливание атомов на уровне (2,2) происходит до тех пор, пока не установится динамическое равновесие между процессами релаксации и оптического перекачивания. Накапливание атомов в состоянии (2,2) приводит к появлению намагниченности газа в направлении, противоположном полю $\vec{H}_0$.

При облучении паров натрия левополяризованным светом (σ^-) D_1-линии будет происходить перекачивание атомов в состояние (2,−2), что приведет к возрастанию намагниченности паров, направленной по полю $\vec{H}_0$.

Если облучать пары в направлении поля резонансным линейно поляризованным светом, то, поскольку его можно представить в виде двух противоположно поляризованных циркулярных компонент σ^+ и σ^- одинаковой интенсивности, атомы будут перекачиваться на уровни (2,2) и (2,−2). В результате произойдет выравнивание населенностей этих уровней, и намагниченность паров станет равной нулю.

Если ориентированную систему атомов подвергнуть воздействию радиоволн, частота которых отвечает энергии перехода между зеемановскими подуровнями, т. е. осуществить магнитный резонанс, то атомы будут переходить из состояния (2,2) на соседние магнитные подуровни. Это вызовет возобновление процесса оптической накачки и связанное с ним изменение интенсивности проходящего и рассеянного света.

На рис. 2.36 приведена схема экспериментальной установки для наблюдения магнитного резонанса в оптически ориентированных парах щелочных металлов. Источником света накачки служит высокочастотная газоразрядная лампа 1, обычно представляющая собой тонкостенный стеклянный шарик, наполненный парами того же металла, который подлежит исследовать на данной установке. Разряд в лампе создается полем катушки 2, питаемой от высокочастот-

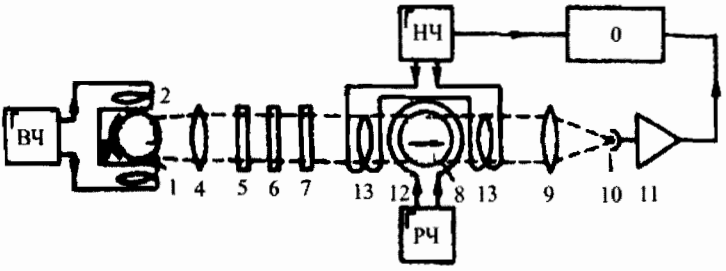


Рис. 2.36. Структурная схема установки для наблюдения оптической ориентации атомов

ного генератора, работающего на частоте несколько десятков мегагерц. Для облегчения возникновения разряда в холодной лампе добавляют под давлением порядка нескольких миллиметров ртутного столба инертный газ (часто криптон). Возникающая в лампе в результате разряда плазма обладает большой проводимостью и вследствие скин-эффекта высокочастотное поле концентрируется у поверхности лампы-шарика. При этом светится в основном поверхностный слой лампы, что исключает явление самообращения*. Для наиболее полного использования света резонансной лампы и устранения колебаний интенсивности излучения ее помещают в оправу с отражателем 3, а питание генератора, осуществляющего разряд, стабилизируют.

Излучение от лампы накачки направляется линзой 4 через интерференционный фильтр 5, поляроид 6, четвертьволновую пластину 7 в рабочую ячейку 8 с исследуемыми парами щелочного металла. Интерференционный фильтр пропускает свет D_1-линии и задерживает D_2-линии (переход $3^2P_{3/2} \to 3^2S_{1/2}$). Поляроид и четвертьволновая пластина обеспечивают получение из неполяризованного излучения поляризованного по кругу света $\sigma^{\pm}$-линии. Прошедший через рабочую ячейку с парами натрия свет линзой 9 фокусируется на фотодиод 10, сигнал с выхода которого после усиления поступает на осциллограф (самописец).

---

* Самообращение – это явление поглощения резонансного излучения, испускаемого внутренними, более нагретыми слоями паров, в более холодных внешних слоях лампы. В результате самообращения в центре линии излучения образуется провал, что резко снижает эффективность оптической ориентации, осуществляемой таким светом.

Генератор низкой частоты с подключенными к нему катушками модуляции 13 обеспечивают периодическое изменение постоянного поля $\vec{H}_0$, создаваемого электромагнитом (на рисунке не показан). Синхронно с изменением поля производится развертка осциллографа. Установка юстируется так, чтобы луч света накачки был параллелен магнитному полю $\vec{H}_0$. Радиочастотное поле, индуцирующее переходы между зеемановскими подуровнями основного состояния исследуемых атомов, создается генератором с помощью высокочастотной катушки 12, которая ориентируется так, чтобы ось ее была перпендикулярна полю $\vec{H}_0$.

В целом, работа установки сводится к следующему. Освещение паров натрия в рабочей ячейке циркулярно поляризованным светом вызывает ориентирование атомов. Модуляция магнитного поля приводит к периодическому изменению расстояния между зеемановскими подуровнями. Каждый раз, когда магнитное поле проходит резонансное значение, при котором происходят переходы $(2,2 \leftrightarrow 2,1)$, интенсивность проходящего света изменяется и на экране осциллографа регистрируется линия магнитного резонанса.

Одной из особенностей изучения оптической накачки атомов щелочных металлов является использование в рабочих ячейках буферного газа. Как уже отмечалось, процесс оптического перекачивания может приводить к большому избытку населенности на уровне (2,2) (при облучении паров натрия резонансным σ^+ светом) только в случае отсутствия релаксации атомов на соседние магнитные подуровни. Однако в реальных условиях эксперимента, как показывают исследования, столкновения атомов между собой и со стенками рабочей ячейки приводят к столь быстрой релаксации, что эффективность перекачивания в чистых парах щелочных металлов оказывается весьма низкой. В результате сигнал магнитного резонанса имеет крайне малую величину, незначительно превышающую уровень шумов.

Эффективность оптического ориентирования атомов во много раз увеличивается, если в колбу с парами щелочного металла добавить инертный газ, который действует как буфер между атомами щелочного металла и стенками колбы. Введение буферного газа уменьшает число столкновений атомов щелочных металлов со стенками и тем самым увеличивает время релаксации. Столкновения же между атомами щелочного металла и инертного газа не вызывают дезориента-

ции магнитных моментов первых. Атомы инертных газов диамагнитны, так как их основное состояние $^1S_0$. Поэтому столкновения с ними не возмущают состояние $^2S_{1/2}$ атомов щелочных металлов.

Значительно уменьшить релаксацию удается и путем нанесения на стенки рабочей ячейки покрытия, выбранного таким образом, чтобы столкновения с ним атомов щелочных металлов не изменяли их магнитного состояния. В качестве покрытий используются тугоплавкие парафины и кремнийорганические соединения (тетраконтан $C_{40}H_{82}$, эйкозан $C_{20}H_{46}$ и др.

Наряду с методом исследования магнитного резонанса в оптически ориентированных системах атомов, основанным на наблюдении за изменением интенсивности проходящего через рабочую ячейку резонансного света, в настоящее время нашел широкое применение другой метод, использующий так называемый ρ -сигнал. В соответствии с этим методом через рабочую ячейку пропускают одновременно два луча света (рис. 2.37). Один луч света, называемый z-лучом, направляется вдоль поля $\vec{H}_0$ и обеспечивает ориентирование атомов, другой луч, называемый ρ -лучом, имеющий ту же частоту и поляризацию, что и первый, направляется перпендикулярно постоянному и переменному $H_\sim$ магнитным полям и служит для регистрации оптической накачки и магнитного резонанса.

Когда частота радиочастотного поля равна резонансной частоте перехода между зеемановскими подуровнями основного состояния, т. е. когда осуществляется магнитный резонанс, прошедший через ячейку ρ -луч оказывается промодулированным по интенсивности с этой частотой.

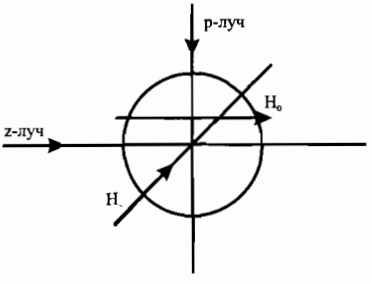


Рис. 2.37. Схема ориентации постоянного H_0 и радиочастотного H_1 магнитных полей и направления распространения светового луча

Для объяснения причины модуляции ρ -луча при оптической накачке и магнитном резонансе воспользуемся представлением феноменологической теории магнитного резонанса. Под действием z-луча происходит перекачивание атомов, в результате чего возникает отличный от нуля вектор намагниченности $\vec{M}_0$ образца. Намагниченность $\vec{M}_0$ есть результирующий вектор составляющих

его векторов магнитных моментов всех атомов, которые прецессируют вокруг направления $\vec{H}_0$ с частотой Лармора, равной частоте перехода между зеемановскими подуровнями атома. У вектора $\vec{M}_0$ оказывается отличной от нуля только составляющая M_{0z}, а компонента перпендикулярная оси z, т. е. полю $\vec{H}_0$, равна нулю вследствие равновероятного распределения фаз прецессии атомных магнитных моментов.

Под действием вращающегося радиочастотного поля, перпендикулярного $\vec{H}_0$, с частотой, равной частоте Лармора, происходит сфазировка всех ядерных магнитных моментов, и появление тем самым отличной от нуля поперечной компоненты M_{0p} вектора магнитной намагниченности, вращающейся вокруг $\vec{H}_0$ с ларморовой угловой скоростью. Благодаря взаимодействию электронной оболочки с ядром при прецессии последних в магнитном поле происходит прецессия вокруг $\vec{H}_0$ атома в целом. Прецессионное движение атома вокруг оси z вызывает периодическое изменение с частотой Лармора положения электронной конфигурации атомов относительно любого направления перпендикулярного этой оси. Поскольку взаимодействие света с атомом зависит от конфигурации и ориентации его электронной оболочки относительно направления падения, то указанное периодическое изменение ее положения приводит к тому, что интенсивность ρ-луча света, проходящего через образец, модулируется по амплитуде с частотой Лармора.

В отсутствие индуцирующего поля или при его частоте, отличной от ларморовой, фазы прецессии атомов вокруг $\vec{H}_0$ распределены хаотично. Вследствие этого суммарная поперечная компонента M_ρ равна нулю и модуляция интенсивности ρ-луча отсутствует.

Схема установки с ρ-лучом для наблюдения за магнитным резонансом и оптической накачкой атомов натрия (рис. 2.38) включает те же основные элементы, что и установка, приведенная на рис. 2.36. Однако важное преимущество схемы с ρ-лучом заключается в том, что сигнал наблюдается на частоте Лармора, а не на постоянном токе, как в схемах с z-лучом. Это позволяет использовать в схеме избирательные усилители.

Схему регистрации сигнала магнитного резонанса оптически ориентированных атомов по ρ-сигналу можно осуществить с одним лучом, направив его под углом 45° к магнитному полю. При этом луч света, проходящий через ячейку, можно представить состоящим из

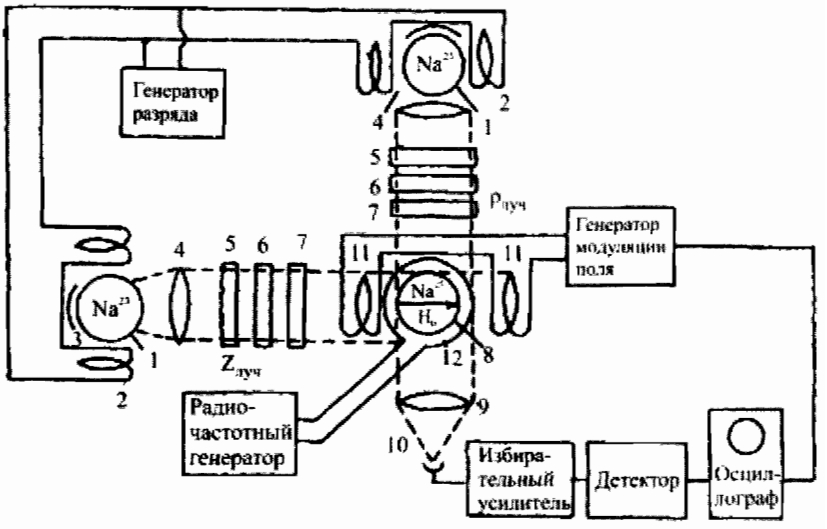


Рис. 2.38. Схема установки с ρ-лучом для наблюдения магнитного резонанса оптически ориентированных атомов

двух, один из которых параллелен магнитному полю и играет роль z-луча, а второй перпендикулярен ему и выполняет роль ρ-луча.

Отличительной особенностью схемы с ρ-лучом является ее возможность использовать явление оптической ориентации для создания генератора. Для этого необходимо только сигнал с выхода ρ-канала подать через усилитель и фазовращатель на высокочастотную катушку, поле которой вызывает переходы между зеемановскими подуровнями. Частота колебаний такого квантового генератора равна резонансной частоте перехода. Схема генератора приведена на рис. 2.39 (обозначения элементов те же, что и на рис. 2.36).

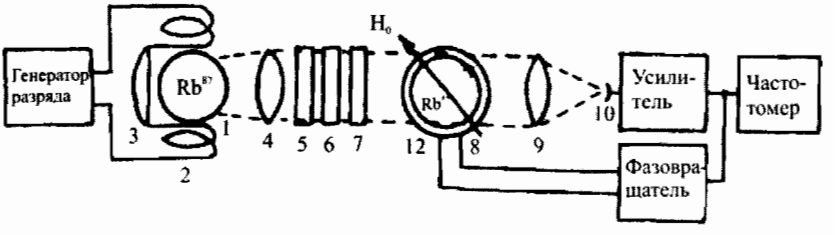


Рис. 2.39. Схема спинового генератора с оптической ориентацией атомов

ГЛАВА 3

КВАНТОВЫЕ ПАРАМАГНИТНЫЕ УСИЛИТЕЛИ

Бурное развитие квантовая электроника получила после практического осуществления Н.Г. Басовым и А.М. Прохоровым (СССР) и Ч. Таунсом с сотрудниками (США) идеи усиления и генерации электромагнитных волн посредством использования индуцированного излучения. Ими был создан квантовый генератор на пучке молекул аммиака. Вскоре после разработки квантовых генераторов на пучке молекул аммиака по предложению Н. Бломбергена был реализован первый квантовый парамагнитный усилитель сантиметрового диапазона волн на кристалле рубина. Квантовые генераторы и усилители, работающие на частотах радиодиапазона, называют также мазерами*. Создание мазеров явилось развитием теории и экспериментальной техники радиоспектроскопических исследований газов, молекулярных пучков и конденсированных сред, эти исследования позволили определить структуру энергетических уровней, частоты и интенсивности переходов, релаксационные характеристики различных веществ. В частности, было проведено детальное изучение инверсионного спектра аммиака и парамагнитного резонанса в кристалле рубина. Методами радиоспектроскопии была установлена возможность создания в квантовых системах неравновесного состояния. Результаты этих исследований явились тем фундаментом, на основе которого были реализованы первые квантовые генераторы и усилители.

Дальнейшее развитие работ по новому принципу усиления электромагнитных колебаний привело к разработке квантовых генераторов (усилителей) оптического диапазона – оптических квантовых генераторов (ОКГ), называемых также лазерами**. С появлением лазеров наука и техника впервые получила свое распоряжение когерентный источник световых волн.

---

* Образовано из первых букв фразы: «Microwave amplification by stimulated emission of radiation – усиление на сверхвысоких частотах посредством индуцированного излучения».

** Light amplification by stimulated emission of radiation – усиление света посредством индуцированного излучения.

Основная проблема создания квантовых усилителей генераторов – получение состояния рабочего вещества с инверсией населенностей. В настоящее время предложено и осуществлено очень много способов создания инверсии населенностей в различных веществах, находящихся в газовом, жидком и твердом состояниях, и на их основе осуществлены разнообразные квантовые генераторы и усилители, работающие в широком диапазоне волн, начиная от радио и кончая оптической областью спектра. Ведутся интенсивные поиски путей создания рентгеновского и гамма-лазеров.

В этом разделе мы рассмотрим устройство основных типов квантовых усилителей и генераторов, работающих в радиодиапазоне, и методы создания инверсии населенностей рабочих веществ в них.

Одна из важнейших проблем радиотехники – создание высокочувствительных малошумящих усилителей. Ее удалось практически решить при создании квантовых парамагнитных усилителей, обладающих предельно низким коэффициентом шума. Принцип работы таких усилителей, как и любого квантового усилителя, основан на использовании индуцированного излучения. Рабочими частицами в них служат парамагнитные ионы, внедренные в диамагнитные кристаллы. Метод создания инверсии населенностей для рабочей пары уровней, применяемый в генераторах на пучках атомов и молекул, в усилителях на парамагнитных кристаллах, непригоден.

Существует несколько способов создания инверсии населенности в квантовых усилителях СВЧ-диапазона. Наиболее совершенным, использующимся во всех современных квантовых усилителях, является трехуровневый метод, предложенный Н.Г. Басовым и А.М. Прохоровым. Его суть состоит в следующем [8].

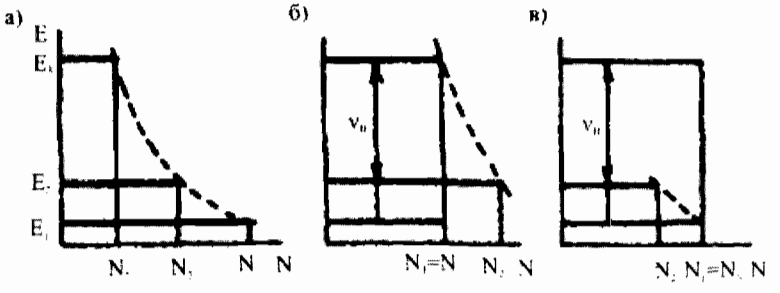


Рис. 3.1. Система энергетических уровней рабочих частиц парамагнитного усилителя с указанием их населенности

Пусть ионы рабочего вещества имеют уровни 1, 2, 3 с энергиями $E_1 < E_2 < E_3$ (рис. 3.1,*а*). При тепловом равновесии населенности уровней N_1, N_2, N_3 подчиняются распределению Больцмана:

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp - \frac{E_2 - E_1}{kT} = \exp - \frac{h\nu_{21}}{kT},$$

$$\frac{N_3}{N_1} - \exp - \frac{E_3 - E_1}{kT} = \exp - \frac{h\nu_{31}}{kT},$$

$$\frac{N_3}{N_2} = \exp - \frac{E_3 - E_2}{kT} = \exp - \frac{h\nu_{32}}{kT},$$

так что $N_1 > N_2 > N_3$. На рис. 3.1,*а* приведено распределение (пунктирная линия) населенностей в системе, находящейся в тепловом равновесии. Для создания инверсии населенностей рабочее вещество облучают вспомогательным электромагнитным полем с резонансной частотой $\nu_{31} = (E_3 - E_1)h$ и такой интенсивностью, что происходит насыщение перехода между уровнями E_3 и E_1, т. е. населенности уровней 1 и 3 выравниваются: $N_1 = N_3$. Вспомогательное резонансное электромагнитное поле, вызывающее насыщение перехода, называют накачкой. Вследствие тепловой релаксации населенность N_2 промежуточного уровня 2 при насыщении перехода $1 \leftrightarrow 3$ также изменится. Но в общем случае она не будет равной $N_1 = N_3$. Поэтому один из переходов $2 \leftarrow 3$ или $1 \leftarrow 2$ становится инвертированным. Так, если релаксационная вероятность перехода $2 \leftarrow 3$ больше таковой для перехода $1 \leftarrow 2$, то при насыщении перехода $1 \leftrightarrow 3$ населенность N_2 будет увеличиваться. При этом может оказаться, что $N_2 > N_1$ (рис. 3.1,*б*), т. е. переход $1 \leftarrow 2$ будет иметь инверсию населенностей и может быть использован для усиления (или генерации) колебаний с частотой $\nu_{21} = (E_2 - E_1)/h$. И наоборот, если релаксационная вероятность перехода $3 \leftrightarrow 2$ меньше, чем для перехода $1 \leftrightarrow 2$, то при включении накачки $N_2 < N_3$ (рис. 3.1,*в*) и переход $3 \rightarrow 2$ окажется инвертированным, а систему можно использовать для усиления или генерации колебаний с частотой $\nu_{32} = (E_3 - E_2)/h$.

Проведем количественный анализ процессов, происходящих в системе с тремя уровнями энергии E_1, E_2, E_3 (рис. 3.2), находящейся под действием излучения накачки и сигнала. Излучение накачки имеет

частоту $\nu_H = \nu_{31} = (E_3 - E_1)/h$, соответствующую переходу $1 \to 3$, а частота сигнала $\nu_c = \nu_{32} = (E_3 - E_2)/h$ отвечает переходу $3 \to 2$. Обозначим населенность уровней E_1, E_2, E_3 соответственно N_1, N_2, N_3. Населенность в общем случае меняется из-за индуцированных переходов, вызываемых действием излучения накачки и сигнала, а также вследствие тепловых релаксационных процессов взаимодействия частиц и решетки. Обозначим W_{jk} вероятность индуцированного перехода с уровня j на уровень k в единицу времени, $W_{jk} = \left[2(T_1)_{jk}\right]^{-1}$, $(T_1)_{jk}$ – время спин-решеточной релаксации для уровней j и k.

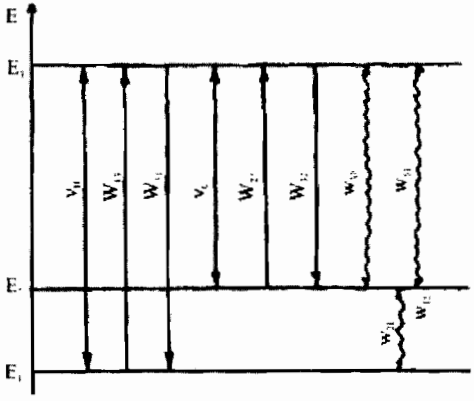


Рис. 3.2. Система энергетических уровней частиц. Прямыми стрелками указаны вероятности индуцированных, волнистыми – вероятности релаксационных переходов

На рис. 3.2 сплошными стрелками отмечены индуцированные переходы, вызываемые накачкой и сигналом, волнистыми – релаксационные переходы. Учитывая переходы, показанные на рис. 3.2, и введенные обозначения, можно записать следующую систему уравнений для изменения числа частиц на уровнях за время dt:

$$\begin{aligned} dN_2 &= (w_{12}N_1 - w_{21}N_2 + w_{32}N_3 - w_{23}N_2 + W_{32}N_3 - W_{23}N_2)dt, \\ dN_1 &= (w_{21}N_2 - w_{12}N_1 + w_{31}N_3 - w_{13}N_1 + W_{31}N_3 - W_{13}N_1)dt \end{aligned} \tag{3.1}$$

Выражения, стоящие в скобках, описывают полное изменение числа частиц в единицу времени. Кроме того,

$$N_1 + N_2 + N_3 = N, \tag{3.2}$$

где N – полное число используемых частиц.

Будем рассматривать стационарное состояние системы при одновременном воздействии на нее сигнала и накачки. Тогда

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = \frac{dN_3}{dt} = 0,$$

и на основании системы (3.1) имеем

$$\begin{aligned} &N_1 w_{12} - N_2(w_{21} + w_{23} + W_{23}) + N_3(w_{32} + W_{32}) = 0, \\ &N_1(w_{12} + w_{13} + W_{13}) - N_2 w_{21} - N_3(w_{31} + W_{31}) = 0. \end{aligned} \tag{3.3}$$

Находя из условия (3.2) N_3 и подставляя его в систему (3.3), получаем

$$\begin{aligned} &N_1(w_{12} - w_{32} - W_{32}) - N_2(w_{21} + w_{23} + w_{32} + W_{23} + W_{32}) + \\ &\qquad + N(w_{32} + W_{32}) = 0, \\ &N_1(w_{12} + w_{13} + w_{31} + W_{13} + W_{31}) - N_2(w_{21} - w_{31} - W_{31}) - \\ &\qquad - N(w_{31} + W_{31}) = 0. \end{aligned} \tag{3.4}$$

Будем считать, что интенсивность накачки велика, так что вероятность индуцированного перехода W_{13} значительно превышает вероятности релаксационных переходов W_{jk}. В этом случае из последнего уравнения системы (3.4) получим

$$2N_1 + N_2 = N, \tag{3.5}$$

и с учетом условия (3.2) имеем $N_1 = N_3$, т. е. при интенсивной накачке населенности уровней 1 и 3 выравниваются. Подставляя N_2 из формулы (3.5) в систему (3.4), находим

$$N_1 = \frac{w_{21} + w_{23} + W_{23}}{w_{12} + 2w_{21} + w_{32} + 2w_{23} + W_{32} + 2W_{23}} N. \tag{3.6}$$

Используя выражения (3.5) и (3.6), имеем

$$\begin{aligned} &N_1 - N_2 = N_3 - N_2 = 3N_1 - N = \\ &= \frac{w_{21} - w_{12} + w_{23} - w_{32}}{w_{12} + 2w_{21} + w_{32} + 2w_{23} + W_{32} + 2W_{23}} N. \end{aligned} \tag{3.7}$$

Вероятности релаксационных переходов связаны соотношением*

$$\frac{w_{jk}}{w_{kj}} = \frac{N_k^0}{N_j^0} = \exp - \frac{E_k - E_j}{kT} = \exp - \frac{h\nu_{kj}}{kT}. \tag{3.8}$$

---

* Соотношение (3.8) обусловлено тем, что в отсутствие накачки и сигнала при тепловом равновесии число переходов между любой парой уровней в

Если $(E_k - E_j)(kT)^{-1} \ll 1$, что обычно выполняется, то

$$w_{12} = w_{21} \exp - \frac{h\nu_{21}}{kT} \cong w_{21}\left(1 - \frac{h\nu_{21}}{kT}\right),$$

$$w_{13} = w_{31} \exp - \frac{h\nu_{31}}{kT} \cong w_{31}\left(1 - \frac{h\nu_{31}}{kT}\right);$$

с учетом этих выражений уравнение (3.7) примет вид:

$$N_3 - N_2 = \frac{Nh}{3kT} \cdot \frac{w_{21}\nu_{21} - w_{32}\nu_{32}}{W_{32} + w_{23} + w_{12}}. \qquad (3.9)$$

Отсюда видно, что инверсия населенностей для сигнального перехода $3 \to 1$ будет возможна, если $w_{21}\nu_{21} > w_{32}\nu_{32}$.

Зная инверсную разность населенностей, можно определять мощность индуцированного излучения *P*. Она равна произведению разности населенностей, величины кванта $h\nu_{32}$ и вероятности индуцированного перехода:

$$P = (N_3 - N_2)h\nu_{32}W_{32},$$

учитывая выражение (3.9), получаем

$$P = N\frac{h^2\nu_{32}W_{32}}{3kT} \cdot \frac{w_{21}\nu_{21} - w_{32}\nu_{32}}{W_{32} + w_{23} + w_{12}}. \qquad (3.10)$$

Если интенсивность сигнала не слишком мала, а такая, что $W_{32} \gg w_{12} + w_{23}$, то выражение (3.10) упрощается:

$$P = Nh^2\nu_{32}(3kT)^{-1}(w_{21}\nu_{21} - w_{32}\nu_{32}). \qquad (3.11)$$

Из формул (3.10) и (3.11) следует, что для повышения мощности излучения необходимо увеличивать разность

$$w_{21}\nu_{21} - w_{32}\nu_{32} = \nu_{21}\left[2(T_1)_{21}\right]^{-1} - \nu_{32}\left[2(T_1)_{32}\right]^{-1}.$$

прямом и обратном направлении в единицу времени должно быть равно, т. е. $N_j^0 w_{jk} = N_k^0 w_{kj}$. Но так как при тепловом равновесии населенности уровней удовлетворяют распределению Больцмана, то следует соотношение (3.8).

При сравнимых релаксационных вероятностях w_{21} и w_{32} следует использовать систему, у которой больше разность $\nu_{21} - \nu_{23}$, т. е. частота накачки должна быть больше удвоенной частоты усиливаемого сигнала. Чем меньше время релаксации $(T_1)_{21}$, тем быстрее «очищается» второй уровень и существеннее разность населенностей 3-го и 2-го уровней. При большем значении $(T_1)_{32}$ основной причиной переходов с третьего уровня на второй является вынуждающее поле сигнала. Как следует из формулы (3.9), инверсная населенность увеличивается с понижением температуры T. Чем меньше температура, тем заметнее населенность нижних уровней при отсутствии накачки. В соответствии с этим, при включении накачки может быть получена большая разность населенностей.

Существенного увеличения инверсии населенностей в рабочем веществе парамагнитных усилителей можно достигнуть, если использовать четырехуровневую схему накачки (рис. 3.3). Инверсия населенностей создается для перехода $3 \to 2$. Особенно удобен четырехуровневый метод накачки, когда частоты переходов $1 \leftrightarrow 3$ и $2 \leftrightarrow 4$ совпадают и может быть использован только один генератор накачки. Такой способ создания инверсии населенностей получил название пушпульного метода накачки.

Единственным веществом, которое в настоящее время применяется для создания квантовых усилителей СВЧ-диапазона, являются диамагнитные кристаллы с примесью парамагнитных ионов редкоземельных элементов. При этом используются подуровни штарковского и зеемановского расщепления основного электронного состояния ионов, возникающие в электрическом поле кристаллической и во внешнем постоянном магнитном поле. Переходы между этими уровнями соответствуют электронному парамагнитному резонансу. Исследования явления электронного парамагнитного резонанса

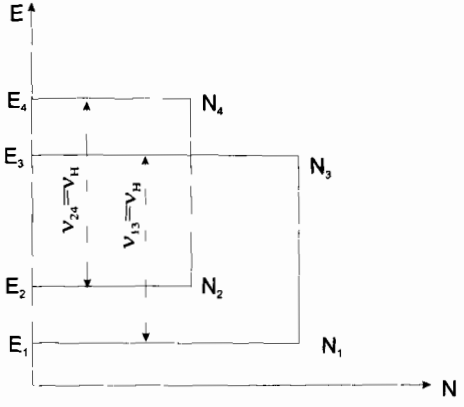


Рис. 3.3. Четырехуровневая система, позволяющая осуществить пушпульный режим накачки

стали основой, без которой был бы невозможно создание парамагнитных усилителей радиодиапазона.

Такие исследования позволяют определить систему энергетических уровней парамагнитных кристаллов, их зависимость от величины магнитного поля и направления вектора его напряженности относительно кристаллографических осей, дают информацию о временах релаксации, форме линии и т. д. Эти исследования являются источником информации, необходимой для создания квантовых парамагнитных усилителей. Фактически при разработке любого парамагнитного усилителя используются методика и аппаратура, применяемые в ЭПР-спектроскопии.

Для реализации усиления на основе индуцированного излучения среды с инверсной населенностью необходимо создать условия эффективного взаимодействия ее активных частиц с электромагнитным полем усиливаемого сигнала. Такие условия обеспечиваются в усилителях резонаторного типа. Активное вещество (парамагнитный кристалл) в них помещается в резонатор, настраиваемый на частоту рабочей перехода. В зависимости от способа ввода и вывода усиленного сигнала из резонатора различают два вида резонаторных усилителей – отражательный и проходной. В отражательном усилителе (рис. 3.4,*а*) для подведения входного и отведения усиленного сигнала к резонатору используется один и тот же волновод. С целью разделения падающей (усиливаемой) и отраженной (усиленной) волн применяется ферритовый циркулятор. В проходном усилителе для ввода и вывода сигнала используются раздельные волноводы (рис. 3.4,*б*). Для устра-

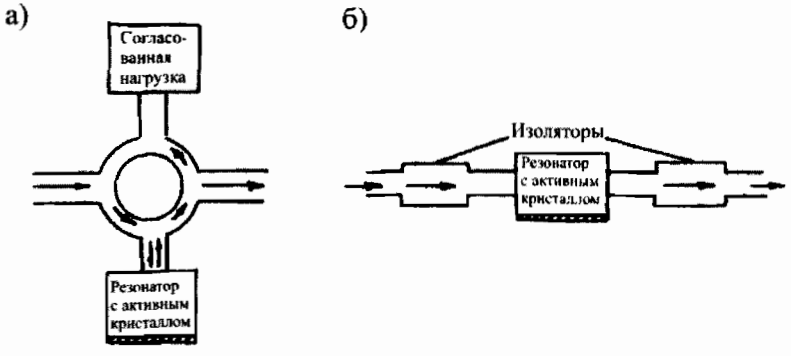


Рис. 3.4. а) Схема отражательного резонаторного усилителя; б) Схема усилителя с проходным резонатором

нения влияния нагрузки на работу усилителя и предотвращения попадания усиленного излучения в источник сигнала во входной и выходной волноводы поставлены ферритовые изоляторы.

Проанализируем работу резонаторных усилителей отражательного типа. Анализ удобно проводить на основе эквивалентных схем, элементы которых могут быть рассчитаны или определены экспериментально для каждого конкретного усилителя. Введем некоторые величины: добротность Q_0 ненагруженного резонатора, учитывающая потери энергии в резонаторе, по определению $Q_0 = \omega_0 E/P_0$, причем ω_0 – собственная круговая частота рабочего типа колебания резонатора; E, P_0 – запасенная энергия и мощность потерь в резонаторе; добротность связи $Q_н$, характеризующая связь нагрузки с резонатором и определяемая соотношением $Q_н = \omega_0 E/P_н$, где $P_н$ – мощность, выделяемая в нагрузке; наконец, магнитная добротность $Q_м$, характеризующая активную среду, по определению, $Q_м = \omega_0 E/P$ (P – мощность, рассеиваемая в рабочем веществе).

При наличии инверсии населенностей магнитная добротность отрицательна, так как при этом вещество излучает, а не поглощает энергию. Магнитная добротность может быть определена расчетным путем. Мощность dP, излучаемая элементом рабочего вещества объемом dV, равна произведению инверсной населенности рабочей пары уровней $\Delta N = N_m - N_n$, величине кванта $h\nu_c$, выделяемого при переходе частиц с верхнего рабочего уровня m на нижний n, вероятности индуцированного перехода W_{mn} и величине объема dV:

$$dP = \Delta N h\nu_c W_{mn} dV.$$

Вероятность $W_{mn} = B_{mn}\rho_\nu$, где B_{mn} – коэффициент Эйнштейна для рабочего перехода; ρ_ν – плотность энергии. Полная мощность излучения рабочего образца равна:

$$P = \int_V dP = \Delta N h\nu_c B_{mn} \int_V \rho_\nu dV,$$

где V – объем образца. С учетом этого магнитная добротность

$$Q_м = \frac{\omega_0}{\Delta N h\nu_c B_{mn}} \cdot \frac{\int_{V_0} \rho_\nu dV}{\int_V \rho_\nu dV} \quad (V_0 \text{ – объем резонатора}).$$

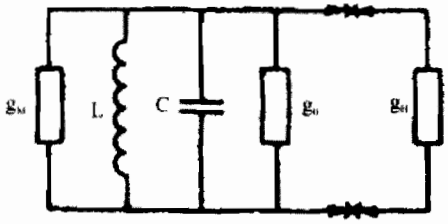


Рис. 3.5. Эквивалентная схема отражательного резонаторного усилителя

Для рассмотрения свойств резонаторного усилителя отражательного типа составим его эквивалентную схему (рис. 3.5).

Резонатор заменен контуром LC проводимостью g_0, учитывающей потери энергии в нем. Наличие в резонаторе активного вещества учитывается проводимостью $g_м$. Для ввода и вывода сигнала к контуру присоединяют линию с проводимостью $g_н$.

Проводимости g_0, $g_н$, $g_м$ связаны с добротностями соотношениями

$$Q_0 = \frac{\omega_0 C}{g_0}; \quad Q_н = \frac{\omega_0 C}{g_н}; \quad Q_м = \frac{\omega_0 C}{g_м}.$$

В отражательном усилителе входным сигналом является волна в питающей линии, падающая на резонатор, а усиленным сигналом – отраженная от него волна. Поскольку коэффициент отражения, вводимый в теории передающих линий, представляет собой отношение амплитуды отраженной волны к амплитуде падающей, то квадрат модуля коэффициента отражения будет численно равен коэффициенту усиления отражательного усилителя.

Как известно, коэффициент отражения

$$|\Gamma| = \left|\frac{1-y'}{1+y'}\right|,$$

где $y' = y/g_н$, $g_н$ – проводимость линии; y – проводимость нагрузки. Коэффициент усиления

$$G = |\Gamma|^2 = \left|\frac{1-y'}{1+y'}\right|^2.$$

Нагрузкой линии в схеме (см. рис. 3.5) является контур. Его проводимость на частотах ω, близких к резонансной ω_0, равна:

$$y = g_M + g_0 + i\left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right) = g_M + g_0 + i2C\Delta\omega,$$

где $\Delta\omega = \omega - \omega_0$. На частоте $\omega = \omega_0$

$$y' = \frac{y}{g_H} = (g_0 + g_M)/g_H = Q_M\left(Q_0^{-1} + Q_M^{-1}\right).$$

При этом

$$G = \left|\frac{1-y'}{1+y'}\right|^2 = \frac{\left|Q_H^{-1} - Q_M^{-1} - Q_0^{-1}\right|^2}{\left|Q_H^{-1} + Q_M^{-1} + Q_0^{-1}\right|^2}. \qquad (3.12)$$

Усиление будет превышать единицу, если

$$\left|Q_H^{-1} + Q_M^{-1} + Q_0^{-1}\right|^2 < \left|Q_H^{-1} - Q_M^{-1} - Q_0^{-1}\right|^2,$$

что выполняется при отрицательном Q_M, когда $Q_0^{-1} < |Q_M|^{-1}$. С другой стороны, $|Q_M|^{-1} < Q_0^{-1} + Q_H^{-1}$, иначе при $|Q_M|^{-1} = Q_H^{-1} + Q_0^{-1}$ знаменатель соотношения (3.12) обращается в нуль и коэффициент усиления становится бесконечным, что означает возбуждение усилителя.

Таким образом, устойчивое усиление, большее единицы, будет при выполнении следующего неравенства:

$$Q_H^1 < |Q_M|^{-1} < Q_0^{-1} + Q_H^{-1}. \qquad (3.13)$$

Как правило, $Q_0 \gg Q_H$. Тогда соотношение (3.12) упрощается:

$$G = \frac{\left(Q_H + |Q_M|\right)^2}{\left(Q_H - |Q_M|\right)^2}. \qquad (3.14)$$

Частотная характеристика усилителя зависит от ширины линии рабочего перехода и резонансной характеристики резонатора. Обычно ширина резонансной линии рабочего вещества достаточно велика, так что полоса пропускания $\Delta\nu_y$ квантового усилителя определяется полосой пропускания резонатора:

$$\frac{\Delta\nu_y}{\nu_0} = Q_\Sigma^{-1} = Q_H^{-1} + Q_0^{-1} + Q_M^{-1} \approx \frac{|Q_M| - Q_H}{Q_H|Q_M|}. \qquad (3.15)$$

где Q_Σ – суммарная добротность резонатора.

Для характеристики усилителя вводят некий параметр, называемый эффективностью усилителя. Он равен произведению полосы пропускания на квадратный корень из коэффициента усиления. С учетом выражений (3.14) и (3.15)

$$G^{1/2}\Delta\nu_y = \frac{\nu_0\left(Q_H + |Q_M|\right)}{Q_H|Q_M|}.$$

Если $G^{1/2} \gg 1$, т. е. $|Q_M| \cong |Q_H|$, то эту формулу можно упростить:

$$G^{1/2}\Delta\nu_y = \nu_0 2|Q_M|^{-1}.$$

Таким образом, эффективность усилителя является константой для данного усилителя. Увеличение коэффициент усиления приводит к уменьшению полосы пропускания, и наоборот.

Аналогичный расчет эффективности проходного резонансного квантового усилителя дает $G^{1/2}\Delta\nu_y = \nu_0|Q_M|^{-1}$, т. е. проходной усилитель по сравнению с отражательным имеет в два раза меньшую эффективность. Физически более низкая эффективность проходного усилителя обусловлена тем, что мощность усиленного сигнала делится между входным и выходным волноводами, и часть ее бесполезно теряется. Реальная эффективность резонаторных квантовых парамагнитных усилителей сантиметрового диапазона достигает порядка десятков мегагерц.

Чтобы увеличить полосу пропускания усилителей, следует уменьшить магнитную добротность, т. е. увеличить инверсию населенности рабочего вещества и одновременно для выполнения неравенства (3.13) нагруженную добротность. Дальнейшее улучшение частотных характеристик резонаторных усилителей возможно путем использования систем связанных резонаторов, позволяющих вследствие взаимной расстройки или выбора связи между ними значительно увеличить полосу пропускания усилителей при сохранении их коэффициента усиления. Так, применение двухрезонатор-

ной схемы усилителя позволяет увеличить полосу пропускания по сравнению с однорезонаторной схемой в несколько раз. Многорезонаторные усилители имеют полосу пропускания, сравнимую с шириной линии активного вещества. Наиболее часто используются двух- и трехрезонаторные усилители.

Расширения полосы квантовых усилителей можно достигнуть не только с помощью многорезонаторных систем, но и посредством использования систем бегущей волны.

Квантовый усилитель бегущей волны представляет собой волноводную систему, заполненную активной средой. Для повышения эффективности взаимодействия электромагнитного поля сигнала с активной средой и для уменьшения размеров усилителя волноводную систему в них выполняют в виде периодической системы, замедляющей групповую скорость распространения волн. На рис. 3.6 приведено схематическое изображение квантового усилителя бегущей волны. Проведем приближенный расчет коэффициента усиления для усилителя такого типа. Изменение мощности волны, распространяющейся вдоль замедляющей волноводной системы, описывается следующим образом:

$$dP = 2\alpha P dx, \tag{3.16}$$

откуда

$$P = P_0 e^{2\alpha x}, \tag{3.17}$$

где P – мощность волны, проходящей через площадь сечения x; P_0 – мощность на входе усилителя; α – коэффициент нарастания амплитуды волны.

Мощность волны равна произведению энергии E_3, запасенной в единице длины системы, на групповую скорость $v_{гр}$, т. е. $P = E_3 v_{гр}$.

По аналогии с резонаторными усилителями удобно характеризовать вещество магнитной добротностью Q_M, вводимой, по определению, как отношение запасен-

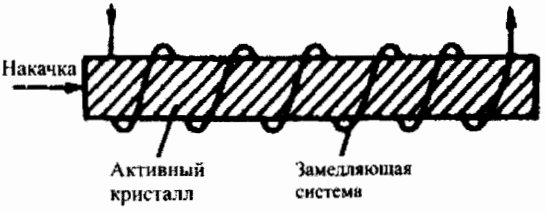


Рис. 3.6. Схематическое изображение усилителя бегущей волны

ной энергии в элементе длиной dx системы, умноженной на ω, к мощности dP, изучаемой активным веществом в этом элементе:

$$Q_M = \omega E_3 dx/dP; \tag{3.18}$$

используя выражения (3.16) и (3.18), находим

$$\frac{dP}{dx} = \frac{\omega P}{Q_M \nu_{гр}} = 2\alpha P,$$

откуда

$$\alpha = \left(Q_M 2\nu_{гр}\right)^{-1} \omega. \tag{3.19}$$

Если длина системы ℓ, то коэффициент усиления по мощности с учетом формул (3.17) и (3.19) будет равен:

$$G = \frac{P(\ell)}{P_0} = \exp(2\alpha\ell) = \exp\frac{\omega\ell}{Q_M \nu_{гр}}. \tag{3.20}$$

Вводя параметры $M = \ell/\lambda_0$ (длина системы, выраженная длинах волн λ_0 в свободном пространстве), $S = C/\nu_{гр}$ (коэффициент замедления) и выражая усиление в децибелах, из формулы (3.20) имеем

$$G' = 10\lg G = 2\alpha\ell\lg e = 27{,}3SM/Q_M. \tag{3.21}$$

Как видно, для получения высокого усиления необходимо обеспечить малую магнитную добротность и большое замедление групповой скорости распространения волн.

Замедляющая структура обычно конструируется так, что ее полоса пропускания много больше ширины резонансной линии рабочего вещества. В результате полоса пропускания усилителя бегущей волны целиком определяется используемым рабочим веществом. Допустим, что резонансная линия вещества имеет лоренцеву форму, т. е

$$\alpha = \alpha_0 \left[1 + \left(\frac{2(\nu - \nu_0)^2}{\Delta\nu_л}\right)\right]^{-1}$$

($\nu_0, \Delta\nu_л$ – соответственно средняя частота и ширина линии рабочего вещества). Отсчитаем полосу $\Delta\nu_у$ по половинному уровню (т. е. 3 дБ). Тогда из выражения (3.21) получим

$$\Delta\nu_у = \Delta\nu_л \left(\frac{3}{G' - 3} \right)^{1/2}.$$

При усилении ($G' = 30$ дБ) полоса пропускания $\Delta\nu_у$ усилителя примерно в три раза меньше ширины линии рабочего вещества.

В реальных системах для достижения устойчивой работы усилителя бегущей волны необходимо иметь невзаимную развязку, исключающую обратную связь в результате отражения волны от выходного конца. Для получения невзаимного затухания, поглощающего отраженную от выхода волну и не вносящего ослабления в волну, распространяющуюся в прямом направлении, используют ферритовые вентили, встроенные в замедляющую систему усилителя.

Основное достоинство квантовых усилителей СВЧ-диапазона, определяющее их широкое практическое применение, заключается в высокой чувствительности, обусловленной крайне малыми внутренними шумами.

Шумовые свойства усилителей характеризуются шум-фактором (коэффициентом шума). Шум-фактор F произвольного усилителя, имеющего коэффициент усиления G и полосу $\Delta\nu_у$, определяется соотношением

$$F = \frac{P_{ш\,вых}}{GP_{ш\,вх}} = \frac{P_{ш\,вых}}{GkT\Delta\nu_у},$$

где $P_{ш\,вых}, P_{ш\,вх}$ – мощность шума соответственно на выходе и входе усилителя; T – температура входной нагрузки (эквивалент антенны) усилителя.

Мощность шума на выходе усилителя представляет собой сумму мощностей входного шума и шума ($P_{ш\,у}$), генерируемого внутри усилителя:

$$P_{ш\,вых} = GP_{ш\,вх} + P_{ш\,у},$$

поэтому

$$F = 1 + \frac{P_{ш\,у}}{GP_{ш\,вх}}. \qquad (3.22)$$

Кроме шум-фактора, шумовые свойства усилителя характеризуют эффективной шумовой температурой $T_{эф}$, определяемой соотношением

$$P_{ш\,у} = GkT_{эф}\Delta\nu_{у}. \qquad (3.23)$$

Используя формулы (3.22) и (3.23), получаем связь шум-фактора и эффективной температуры

$$T_{эф} = (F-1)T.$$

Идеальный (бесшумный) усилитель имеет шум-фактор, равный единице, и эффективную шумовую температуру, равную нулю по шкале Кельвина.

В квантовых усилителях источником шумов является спонтанное излучение активного рабочего вещества и тепловое излучение стенок резонатора (волновода). Исследования показывают, что шумы, связанные со спонтанным излучением активного вещества, обусловливаются населенностью верхнего рабочего уровня и могут характеризоваться отрицательной температурой, являющейся мерой достигнутой инверсии рабочих уровней. Тепловое излучение стенок резонатора (волновода) определяется их температурой.

Как уже отмечалось, квантовые парамагнитные усилители по необходимости работают при низких (гелиевых) температурах и поэтому имеют чрезвычайно малые шумы. Реально эквивалентная шумовая температура квантовых парамагнитных усилителей достигает нескольких Кельвинов.

В заключение настоящего параграфа приведем примеры практического осуществления квантовых парамагнитных усилителей.

На рис. 3.7 приведена упрощенная схема квантового парамагнитного усилителя. Для ввода в резонатор 1 усиливаемого и отведения из него усиленного сигнала используют циркулятор 2 с согласованной поглощающей нагрузкой 3. Резонатор с парамагнитным кристаллом 4 располагают между полюсными наконечникам магнита 5. Для охлаждения резонатор помещают в криостат с жидким гелием.

Обычно гелиевый криостат выполняют в виде двойного сосуда Дюара 6. Во внутренний сосуд, куда помещают охлаждаемый объект, наливают жидкий гелий 7. Наружный сосуд наполняют жидким азотом 8, понижающим температуру внешней стенки сосуда Дюара, что обеспечивает существенное снижение расхода жидкого гелия. (В некоторых конструкциях для охлаждения используют малогабаритные холодильные машины). Инверсия населенностей в рабочем кристалле обеспечивается накачкой, вводимой через фидер 9.

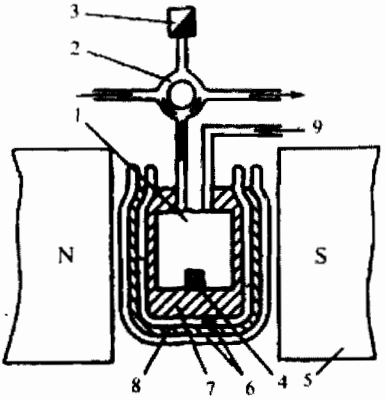


Рис. 3.7. Схема практической реализации квантового парамагнитного усилителя с отражательным резонатором

В большинстве квантовых усилителей в качестве активного вещества применяют кристаллы рубина, а также рутила TiO_2, с примесью ионов хрома или железа. Рубин представляет собой кристалл корунда Al_2O_3, в котором часть ионов Al^{3+} замещается ионами Cr^{3+}. Обычно используют кристаллы рубина с концентрацией* 0,03 + 0,05%, являющейся оптимальной для работы при гелиевых температурах.

На рис. 3.8,*а*, *б* показана зависимость энергетических уровней основного состояния ионов Cr^{3+} в корунде от величины магнитного поля для двух его ориентаций, наиболее широко применяемых в усилителях, относительно оси симметрии кристалла. Из всех возможных режимов работы кристалла с ориентацией $\theta = 90°$ (рис. 3.8,*а*), наиболее часто применяется режим, в котором для усиления сигнала используется переход $1 \leftarrow 2$, а накачка осуществляется через переход $1 \rightarrow 4$ либо через переход $1 \rightarrow 3$. Как показывают исследования, накачка по переходу $1 \rightarrow 4$ оказывается эффективной для сигналов с $\lambda < 8$ см, а по переходу $1 \rightarrow 3$ – для сигналов с $\lambda > 10$ см.

Когда магнитное поле направлено под углом $\theta = 54°44'$ относительно оси кристалла, энергетические уровни основного состояния

---

* Процентное отношение массы парамагнитных ионов Cr^{3+} к массе замещенных диамагнитных ионов.

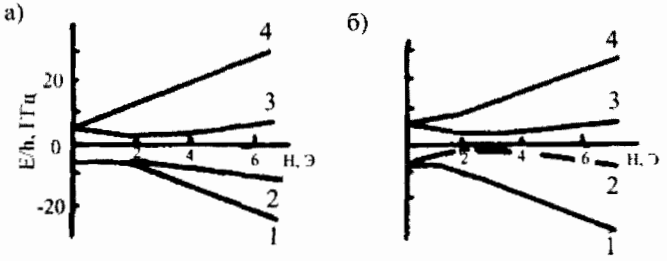


Рис. 3.8. Диаграмма энергетических уровней ионов хрома в рубине для $\theta = 90°$ (а) и $\theta = 54°44'$ (б)

ионов хрома расщепляются так, чтобы при заданном поле энергетические расстояния между уровнями 1–3 и 2–4 оказывались равными (рис. 3.8,*б*). В этом случае для сигналов с $\lambda < 5$ см возможен пушпульный режим накачки. Сигнал отвечает переходу $2 \leftarrow 3$, а накачка с частотой $\nu_{13} = \nu_{24}$ одновременно обедняет уровень 2 и обогащает уровень 3.

При конструировании к резонаторам квантовых усилителей предъявляют ряд требований. Резонатор должен быть одновременно настроен на частоту сигнала и частоту накачки и иметь возможно большую добротность. Должна быть обеспечена необходимая связь с сигнальным фидером (волноводом, коаксиалом), такая, чтобы нагруженная добротность была примерно равна магнитной добротности активного кристалла. Конструкция резонатора должна предусматривать размещение рабочего кристалла в области наибольшей плотности энергии высокочастотного магнитного поля. Поляризация высокочастотного поля должна быть такой, при которой обеспечивается наилучшее взаимодействие поля сигнала с полем активного кристалла.

В дециметровом диапазоне и длинноволновой части сантиметрового диапазона для обеспечения резонанса на частотах накачки и сигнала резонаторы выполняются в виде комбинации полого резонатора и резонансного отрезка полосковой или коаксиальной линии.

На рис. 3.9 приведена схема двухчастотного резонатора, представляющего собой прямоугольный резонатор 1, настроенный на частоту накачки. Внутри него помещен отрезок полосковой линии 2, резонирующей на длине волны сигнала. Пластины полосковой линии размещают по оси резонатора таким образом, чтобы они не вносили искажений в структуру поля накачки. Изменение длины полоски не влияет на настройку резонатора, а перемещения поршня не сказыва-

ется на резонансе полоскового резонатора. Активный кристалл 3 помещают между пластиной полосковой линии и широкой стенкой резонатора.

На длине волны 3 см и короче применяют объемные резонаторы, частично или полностью заполненные рабочим кристаллом, в которых возбуждают, как правило, колебания низшего типа на частоте сигнала и высшего – на частоте накачки. Связь с волноводом сигнала и накачки осуществляется через соответствующие отверстия 4, 5 в стенках резонатора.

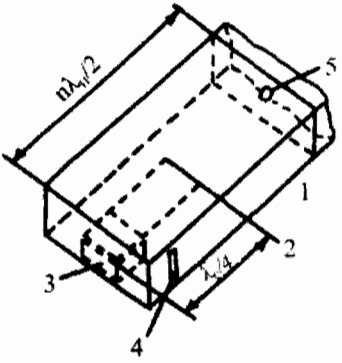


Рис. 3.9. Прямоугольный резонатор с полосковым отрезком линии

При проектировании усилителя важную роль играют характеристики магнитов, обеспечивающих требуемое расщепление уровней. Конструкции магнитов должны обеспечивать получение поля достаточно высокой однородности и стабильности. Неоднородность поля должна быть значительно меньше линии ЭПР, что соответствует относительной величине неоднородности поля в объеме рабочего образца $\sim 10^{-3}$. Для обеспечения нужной стабильности поля используют специальные меры термостабилизации, стабилизацию тока электромагнитов и т. д. В некоторых усилителях применяются магниты со сверхпроводящими обмотками. При этом магнит со сверхпроводящей обмоткой и резонатор с активным парамагнитным кристаллом помещают в криостат с жидким гелием. Дополнительных мер стабилизации поля в этом случае не требуется.

В качестве источников накачки обычно используют клистронные генераторы. Они должны обладать мощностью, достаточной для получения насыщения перехода накачки (примерно несколько десятков – сотен милливатт). Стабильность генератора накачки должна быть такой, чтобы частота его не уходила за пределы частоты ЭПР-линии.

Основным элементом квантовых усилителей бегущей волны является замедляющая система. Она обычно выполняется в виде периодической структуры. Наибольшее применение в квантовых усилителях бегущей волны нашли замедляющие системы типа штыревой гребенки в прямоугольном волноводе (рис. 3.10). Такая система по-

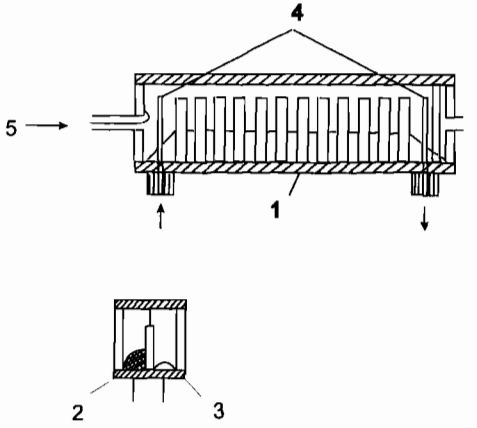


Рис. 3.10. Схема практической реализации квантового парамагнитного усилителя бегущей волны

зволяет добиваться замедления групповой скорости волн в 100 раз и более, магнитное поле в ней эллиптически поляризовано в плоскости, перпендикулярной штырям гребенки 1, и, что особенно важно, вращение поляризации в областях, разделенных плоскостью гребенки, противоположно. Последнее свойство гребенчатой структуры позволяет получать невзаимную развязку, обеспечивающую поглощение обратной (отраженной от выхода) волны и не вносящую ослабления в волну, распространяющуюся в прямом направлении. На рис. 3.10 с одной стороны ряда штырей замедляющей системы помещен активный парамагнитный кристалл 2, а с другой – феррит 3 для поглощения волны, отраженной от выхода усилителя, которая имеет круговую поляризацию, противоположную поляризации прямой волны, и обеспечивает тем самым однонаправленное затухание. Возбуждение замедляющей системы осуществляется либо с помощью штыря 4, являющегося продолжением центрального проводника аксиальной линии, либо используется плавный переход со штыревой замедляющей системы на волновод.

Отрезок волновода с замедляющей системой закорачивается с торцов, его длина подбирается таким образом, чтобы он резонировал на частоте накачки. Накачку 5 вводят через щель или коаксиал и петлю.

Замедляющая система, выполненная из немагнитного металла, устанавливается между полюсами магнита (на рис. 3.10 не показан) так, чтобы его поле было направлено вдоль штырей. Весь усилитель помещается в гелиевый криостат.

Квантовый усилитель бегущей волны в пределах ширины пропускания замедляющей системы может перестраиваться путем изменения величины магнитного поля и частоты накачки.

Для сравнения характеристики некоторых усилителей приведены в таблице 3.1. Как видно, усилители бегущей волны имеют значительно лучшие характеристики по сравнению с резонаторными усилителями. В настоящее время практически все парамагнитные усилители сантиметрового и миллиметрового диапазона волн строят на принципе бегущей волны.

Таблица 3.1

Тип усилителя	Характеристики							
	Активный материал	$\lambda_{сигн}$, см	$\lambda_{н}$, см	H, 10^4 Э	G', ДБ	$\Delta\nu_{у}$, МГц	$\Delta\nu_{п}$, МГц	T, К
Однорезонаторный	Рубин	21	2,65	0,2	20	1	–	10
Двухрезонаторный	Рубин	3,2	1,27	0,43	25	13	–	10
Бегущей волны	Рубин	13,2	2,36	0,25	26	16	150	13
	Рутил	10–15	0,57	0,4	25–40	5–20	1000	10
	Рубин	7,2	1,0	0,33	40	25	140	5

Примечание. $\Delta\nu_{п}$ – полоса перестройки.

Квантовые парамагнитные усилители применяются главным образом в системах дальней космической связи и радиоастрономии, где они используются в качестве входных усилительных каскадов приемников. Можно отметить, что они эксплуатировались в приемных комплексах систем связи с автоматическими межпланетными станциями (АМС) серии Зонд, Луна, Венера, при выполнении фотографирования обратной стороны Луны, при получении фотографий поверхности Венеры в полетах АМС «Венера-9» и «Венера-10» [11].

ГЛАВА 4

ЛАЗЕРЫ

4.1. Особенности лазерного излучения и его характеристики

Лазеры – это источники интенсивного оптического монохроматического излучения. Они по своим характеристикам кардинально отличаются от традиционных оптических источников (ламп накаливания, дуговых и люминесцентных ламп). Прежде чем рассматривать принцип работы, устройство и параметры лазеров, остановимся на основных свойствах оптического излучения – монохроматичности, когерентности и направленности.

Монохроматичность

Одним из основных параметров оптического излучения является ширина его спектра, т.е. диапазон частот или длин волн, который занимает излучение. Для оценки спектральных свойств излучения вводят понятие степени монохроматичности. Степень монохроматичности равна

$$\mu = \frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0},$$

где $\Delta\nu$ ($\Delta\lambda$) – диапазон частот (длин волн), который занимает излучение или, как говорят, ширина линии, ν_0 (λ_0) – центральная частота (длина волны) линии излучения.

Если $\mu = 0$, то излучение идеально монохроматично, если $\mu \ll 1$, то излучение называется квазимонохроматическим. Величина μ определяет отклонение от идеальной монохроматичности: чем она меньше, тем выше монохроматичность излучения. Идеально монохроматичное излучение – это излучение, ширина спектра которого равна нулю. Реально, идеально монохроматичного излучения в природе не может существовать хотя бы потому, что оно всегда ограничено во времени. С точки зрения квантовой механики, идеально монохроматическое излучение соответствует переходам частиц между

бесконечно узкими энергетическими уровнями. Однако энергетические уровни всегда имеют конечную ширину из-за конечного времени жизни частиц в возбужденных состояниях (см. гл. 1).

Обычно монохроматическим считают излучение, имеющее достаточно узкий спектральный состав, которое можно характеризовать одной частотой или длиной волны. Иногда при этом указывают и ширину линии излучения.

Излучение обычных источников (солнца, ламп накаливания, люминесцентных ламп и т.д.) не монохроматично. Оно имеет широкий спектр, перекрывающий весь видимый диапазон и даже простирающийся в инфракрасную и ультрафиолетовую области. Для получения монохроматического излучения от таких источников необходимо использовать спектральные приборы и оптические фильтры. Однако методом фильтрации нельзя получить мощное монохроматическое излучение. Чем монохроматичнее выделяемое фильтром излучение, тем меньше его мощность. Интенсивность излучения даже очень сильно нагретого тела оказывается очень малой. Так, известно, что излучение Солнца аналогично излучению абсолютно черного тела, нагретого до температуры 6000° К. При этом плотность потока излучения с его поверхности составляет примерно 7 кВт/см^2. Спектральная плотность в максимуме излучения ($\lambda \approx 0{,}48$ мкм) равна ~ 1 Вт/см^{2}А°.

Современные лазеры позволяют получать плотности мощности в непрерывном режиме более кВт/см^2, в импульсном режиме – порядка тысяч МВт/см^2. Излучение лазеров можно считать монохроматическим. Ширина спектра излучения достигает величин сотен герц, что соответствует степени монохроматичности 10^{-12}.

От традиционных источников излучения с помощью фильтров удается получать излучение с монохроматичностью $\approx 10^{-6}$. Таким образом, лазеры являются уникальными источниками мощного монохроматического излучения.

Монохроматичность излучения связана с другим важным свойством излучения – когерентностью.

Когерентность излучения

Когерентность является одной из основных характеристик любых колебательных волновых процессов. Когерентность – согласованное протекание во времени нескольких колебательных и волновых про-

цессов. Если разность фаз двух колебаний остается постоянной во времени или меняется по строго определенному закону, то колебания называют когерентными. Колебания, у которых разность фаз изменяется беспорядочно и быстро по сравнению с их периодом, называются некогерентными.

Для оптического излучения различают временную и пространственную когерентность. При пространственной когерентности рассматривается связь колебаний в различных точках пространства. При временной когерентности рассматривается связь колебаний в одной и той же точке пространства в разные моменты времени.

Когерентность обоих типов – временной и пространственной, – описывается соответствующими корреляционными функциями.

Для того, чтобы определить временную когерентность, рассматривают поле электромагнитной волны в данной точке А в момент времени t и $t + \tau$. Если для данного интервала времени τ разность фаз колебаний поля остается одной и той же в любой момент времени t, то говорят, что существует временная когерентность на интервале времени τ. Если такое условие выполняется для любого значения τ, то волна характеризуется полной временной когерентностью. Если же это имеет место лишь для определенного интервала времени τ такого, что $0 < \tau < \tau_0$, то квазимонохроматическая волна характеризуется частичной временной когерентностью с временем когерентности τ_0. Полную временную когерентность имеет лишь идеально монохроматическое излучение. Реальное квазимонохроматическое излучение со спектральной шириной $\Delta\nu$ имеет, как показывает теория, частичную когерентность с временем когерентности $\tau_0 = 1/\Delta\nu$.

Когерентность излучения неразрывно связана с понятием интерференции, проявляющейся при сложении монохроматических колебаний. Временная когерентность характеризует способность световых волн, возникающих в разные моменты времени, интерферировать между собой.

Для экспериментального определения временной когерентности излучения источника сета используют интерферометр Майкельсона (рис. 4.1).

Интерферометр Майкельсона по существу представляет собой устройство, в котором осуществляется сложение двух световых пучков одинаковой интенсивности, испускаемых источником излучения с интервалом времени $\Delta t = \tau = \Delta L/c$, где $\Delta L = L_1 - L_2$ – разность длин

плеч интерферометра, c – скорость света. Результат этого сложения виден на экране и представляет собой картину чередующихся интерференционных полос. На рис. 4.2 приведена зависимость интенсивности поля I на экране от координаты x, перпендикулярной к интерференционным полосам для различных времен задержки $\tau_1 = \Delta L/c = 0$, $\tau_2 = \Delta L/c \neq 0$, $\tau_3 > \tau_2$ ($\Delta L_3 > \Delta L_2$).

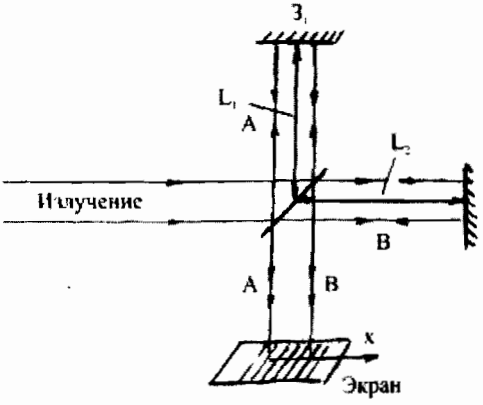


Рис. 4.1. Интерферометр Майкельсона

Для оценки интерференционной картинки вводят понятие контрастности (резкость, видность) полос γ, определяемое соотношением

$$\gamma = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}},$$

где I_{max} и I_{min} – максимальная и минимальная интенсивности, соответствующие светлым и темным полосам интерференционной картины.

Контрастность интерференционной картины определяет степень когерентности. Если $\gamma = 1$, то колебания полностью когерентны. Когда $\gamma = 0$, то есть $I_{max} = I_{min}$, интерференционные полосы отсутствуют и колебания не когерентны. Таким образом, сняв зависимость γ от ΔL (рис. 4.3), можно определить длину когерентности $L_{ког}$ (а значит, и время когерентности $\tau_0 = L_{ког}/c$) исследуемого излучения.

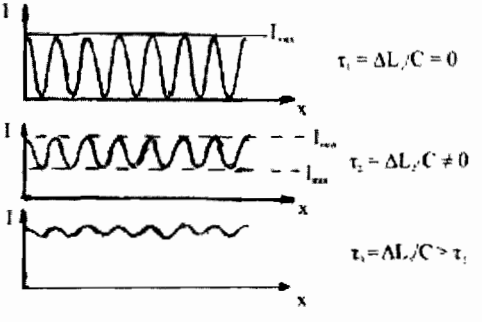


Рис. 4.2. Изменение контраста интерференционной картины при различных временах задержки τ

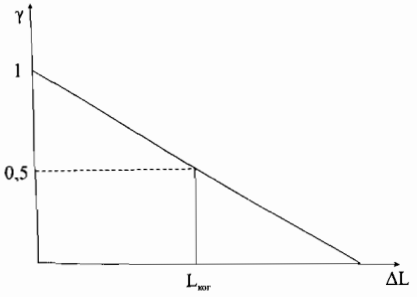


Рис. 4.3. Зависимость коэффициента контрастности от разности хода ΔL

Величину $L_{ког}$ определяют по значению разности длин плеч интерферометра $\Delta L = L_1 - L_2$, при которой значение контрастности спадает до $\gamma = 1/2$. Время когерентности излучения $\tau_0 = L_{ког}/c$.

Излучение теплового источника имеет крайне малое время когерентности и, соответственно, малую длину когерентности. Их излучение практически не когерентно. Используя узкополосные фильтры, можно от тепловых источников получить квазимонохроматическое излучение с временной когерентностью, не превышающей величину 10^{-8} сек. Время когерентности лазерного излучения достигает величины 10^{-2} сек. и более.

Для изучения пространственной когерентности используют метод Юнга. В этом методе для определения пространственной когерентности светового пучка его направляют на непрозрачный экран с двумя отверстиями малого диаметра, расположенными на расстоянии d друг от друга (рис. 4.4).

Эти отверстия действуют, как точечные источники, и световые волны от них создают на экране интерференционную картину. Если оставить одно из отверстий в фиксированном положении, а другое отверстие передвигать, то контрастность интерференционной картины будет уменьшаться, что означает снижение корреляции между колебаниями в местах расположения отверстий. Область, в преде-

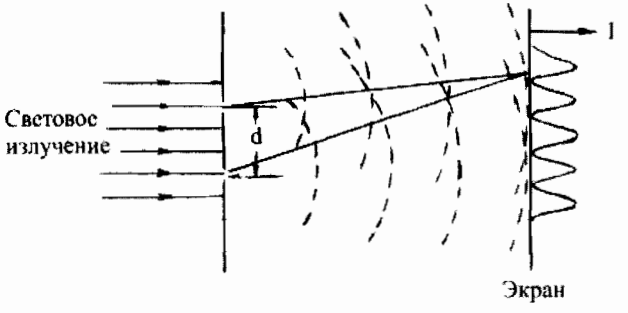


Рис. 4.4. Опыт Юнга

лах которой при перемещении отверстий интерференционные полосы остаются заметными (например, с контрастностью $\gamma \approx 0{,}1-0{,}2$), определяет область пространственной когерентности монохроматического излучения. Площадь этой области вблизи излучающей поверхности тепловых источников крайне мала и составляет величину порядка квадрата длины волны, то есть единиц мкм^2 = 10^{-8} см^2. Для лазеров площадь области пространственной когерентности на выходе излучающей апертуры составляет несколько квадратных сантиметров. С пространственной когерентностью тесно связана направленность излучения.

Направленность излучения

Направленность характеризуется телесным углом, в котором распространяется большая часть излучения. Чем меньше телесный угол, тем больше направленность излучения. Часто в качестве параметра направленности принимается не телесный угол ω, а плоский угол расходимости θ. Если расходящийся пучок представляет собой конус, между телесным и плоским углами существует простая связь. Телесный угол $\omega = 2\pi(1 - \cos\theta/2)$.

Обычные источники (тепловые, ламповые и др.) не обладают направленностью излучения. Их излучение не когерентно, и создаваемое ими электромагнитное поле есть результат суперпозиции полей от элементарных излучателей (атомов, молекул и т. д.). Такие источники излучают в пределах всего телесного угла 4π ($\theta = 2\pi$).

От обычного источника можно получить направленное излучение, если на большом расстоянии от него поставить диафрагму. Чем больше расстояние и чем меньше диаметр диафрагмы, тем меньше расходимость пучка за диафрагмой. Однако излучение, выделенное диафрагмой, будет иметь малую энергию, так как плотность потока излучения убывает обратно пропорционально квадрату расстояния от источника до диафрагмы. Получить направленное излучение от обычного источника можно так же, если поместить его в фокальную плоскость линзы коллиматора. Если источник имеет поперечный размер «a», то угол расходимости пучка на выходе коллиматора будет равным $\theta = a/F$, где F – фокусное расстояние линзы. Чем меньшую расходимость θ пучка света необходимо получить, тем меньше должен быть источник, тем меньше будет энергия в пучке.

В отличие от обычных источников, лазеры являются источниками высоконаправленного оптического излучения. Они, в силу своего принципа действия, имеют высокую пространственную когерентность и без использования дополнительных фокусирующих систем обеспечивают узконаправленное излучение с угловой расходимостью θ, достигающей единиц угловых секунд. Так, у лазеров с диаметром выходной апертуры D, работающих в режиме основной поперечной TEM_{00} моды (см. стр. 151), угловая расходимость выходного излучения составляет $\theta \approx 0,63\lambda/d$. При $\lambda = 0,5$ мкм, $D = 1$ см имеем $\theta = 5$ угл. секунд.

4.2. Физические основы работы лазеров

Успехи, достигнутые при разработке и исследовании квантовых усилителей и генераторов радиодиапазона, послужили базой для реализации предложения об усилении и генерации света на основе индуцированного излучения и привели к созданию квантовых генераторов оптического диапазона. Оптические квантовые генераторы-лазеры являются единственными источниками мощного монохроматического света. Принцип усиления света с помощью атомных систем был впервые предложен в 1940 г. В.А. Фабрикантом. Однако обоснование возможности создания оптического квантового генератора было дано лишь в 1958 г. Ч. Таунсом и А. Шавловым на основе достижений разработок квантовых приборов радиодиапазона. Первый лазер – лазер на кристалле рубина в качестве рабочего вещества – был реализован в 1960 г. Создание инверсии населенностей в нем осуществлялось методом трехуровневой накачки, применявшимся в парамагнитных квантовых усилителях.

В настоящее время разработано большое число разнообразных лазеров, отличающихся рабочим веществом (кристаллы, стекла, пластмассы, жидкости, газы, полупроводники) и способами создания инверсии населенностей (оптическая накачка, разряд в газах, химические реакции и т.д.).

Излучение существующих лазеров охватывает диапазон длин волн от ультрафиолетовой до дальней инфракрасной области спектра, примыкающей к миллиметровым волнам. Аналогично квантовому генератору радиодиапазона, лазер состоит из двух основных частей: рабочего (активного) вещества, в котором тем или иным спосо-

бом создается инверсия населенностей, и резонансной системы (рис. 4.5). В качестве последней в лазерах используются открытые резонаторы типа интерферометра Фабри–Перо*, образуемые системой из двух удаленных друг от друга зеркал.

Рис. 4.5. Схема устройства лазера

Рабочее вещество усиливает оптическое излучение благодаря индуцированному испусканию активных частиц. Резонансная система, вызывая многократное прохождение возникающего оптического индуцированного излучения через активную среду, обусловливает эффективное взаимодействие поля в ней. Если рассматривать лазер как автоколебательную систему, то можно считать, что резонатор обеспечивает положительную обратную связь в результате возвращения части распространяющегося между зеркалами излучения обратно в активную среду. Чтобы в лазере возникли колебания, мощность, получаемая от активной среды, должна быть равна мощности потерь в резонаторе или превышать ее. Это эквивалентно тому, что интенсивность волны генерации после прохождения через усиливающую среду, отражения от зеркал 1 и 2, возвращения в исходное сечение должна оставаться неизменной или превышать первоначальное значение.

При прохождении через активную среду интенсивность волны изменяется по экспоненциальному закону (в случае пренебрежения насыщением) $I_\nu = I_\nu^0 \exp(\alpha_\nu - \beta_0)x$, а при отражении от зеркала она изменяется в r раз (r – коэффициент отражения зеркала). Поэтому условие возникновения генерации, согласно сказанному, можно записать в виде

$$I_\nu^0 r_1 r_2 \exp\left[2(\alpha_\nu - \beta_0)L\right] \geq I_\nu^0, \tag{4.1}$$

где L – длина рабочей активной среды; r_1 и r_2 – коэффициенты отражения зеркал 1 и 2; α_ν – коэффициент усиления активной среды; β_0 – постоянная затухания, учитывающая потери энергии в рабочем веществе за счет рассеяния на неоднородностях и дефектах.

---

* Приоритет применения интерферометров Фабри–Перо в качестве колебательных систем принадлежит академику А.М. Прохорову.

Величина α_ν связана с населенностями N_m и N_n верхнего m и нижнего n рабочих уровней среды, коэффициентом Эйнштейна индуцированного перехода $m \to n$ соотношением (см. 1.46).

$$\alpha_\nu = \frac{h\nu}{c} B_{mn}^{(\nu)} \left(N_m - \frac{g_m}{g_n} N_n \right). \tag{4.2}$$

Вместо r_1 r_2 вводят величину γ посредством равенства $r_1 r_2 = e^{-2\gamma} (\gamma \geq 0)$, так как $r_1 r_2 \leq 1$. При этом условие самовозбуждения примет вид

$$\exp[2\alpha_\nu L - 2\gamma - 2\beta_0 L] \geq 1,$$

отсюда

$$\alpha_\nu \geq \frac{\gamma}{L} + \beta_0.$$

Используя выражение (4.2), приходим к выводу, что для возникновения генерации в оптическом резонаторе с активным веществом необходимо иметь инверсию населенностей, превышающую некоторую величину, называемую пороговой населенностью:

$$\left(N_m - \frac{g_m}{g_n} N_n \right)_{\text{пор}} = \frac{\gamma + \beta_0 L}{\frac{Lh\nu}{c} B_{mn}^{(\nu)}}.$$

Таким образом, чем меньше потери и больше длина активной среды, тем легче выполнить условие генерации.

Основными задачами при разработке лазеров являются конструирование резонатора генератора и способ создания инверсии населенностей. Рассмотрим предварительно открытые резонаторы, применяемые в лазерах.

ГЛАВА 5

ОТКРЫТЫЕ РЕЗОНАТОРЫ

Резонансные системы лазеров, как известно, представляют собой открытые резонаторы. В настоящее время наиболее широко применяются открытые резонаторы с плоскими и сферическими зеркалами. Характерная особенность таких резонаторов – их геометрические размеры, во много раз превышающие длину волны. Подобно объемным резонаторам резонаторы, применяемые в лазерах, обладают набором собственных типов колебаний, характеризующихся определенным распределением поля в них и собственными частотами. Собственные типы колебаний открытого резонатора представляют собой решения уравнений поля, удовлетворяющие граничным условиям на зеркалах.

Существует несколько методов расчета объемных резонаторов, позволяющих определять собственные типы колебаний. Наиболее полно теория открытых резонаторов сформирована в работах Л.А. Вайнштейна [14]. Наглядный метод отсчета типов колебаний в открытых резонаторах был развит и усовершенствован А. Фоксом и Т. Ли [15], которые использовали численный расчет, моделирующий процесс установления типов колебаний в резонаторе в результате многократного отражения от зеркал. Первоначально задают произвольное распределение поля на поверхности одного из зеркал. Затем, применяя принцип Гюйгенса, вычисляют распределение поля на поверхности другого зеркала. Указанное распределение принимают за исходное, и вычисления повторяют. После многократных отражений распределение амплитуды и фазы поля на поверхности зеркал стремится к стационарному значению, т. е. поле на каждом зеркале самовоспроизводится в неизменном виде. Полученное распределение поля представляет собой нормальный тип колебаний открытого резонатора.

Расчет Фокса и Ли базируется на формуле Кирхгофа, являющейся математическим выражением принципа Гюйгенса, которая позволяет находить поле в точке наблюдения A по заданному полю на некоторой поверхности S_B:

$$U_A = \frac{ik}{4\pi}\int_{S_B} U_B \frac{e^{-ikR}}{R}(1+\cos\theta)dS, \qquad (5.1)$$

где U_B – поле в точке B на поверхности S_B, k – волновое число; R – расстояние между точками A и B; θ – угол между линией, соединяющей точки A и B, и нормалью к поверхности S_B (рис. 5.1). Пусть на одном из зеркал создано поле U_B. Оно возбуждает волну в резонаторе, которая будет распространяться между зеркалами, попеременно отражаясь от них. Поле у одного зеркала, связанное с полем другого зеркала, после q проходов можно описать соотношением (5.1), где вместо U_A следует подставить U_{q+1} – поле у рассматриваемого зеркала, а U_B заменить на U_q, вызывающее появление поля U_{q+1}.

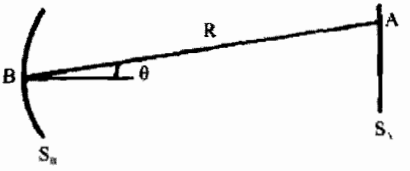


Рис. 5.1. К расчету поля в точке А по формуле Кирхгофа

С увеличением числа проходов поле на зеркалах стремится к стационарному распределению, которое можно представить в виде

$$U_q = \left(\frac{1}{\gamma}\right)^q V(x,y),$$

где $V(x, y)$ – функция распределения, зависящая от координат на поверхности зеркал и не меняющаяся от отражения к отражению; γ – комплексная постоянная, не зависящая от пространственных координат.

Подставив (5.2) в (5.1), получим интегральное уравнение

$$V = \gamma\frac{ik}{4\pi}\int_S V(1+\cos\theta)\frac{e^{-ikR}}{R}dS. \qquad (5.3)$$

Оно имеет решение лишь при определенных величинах $\gamma = \gamma_{mn}$, называемых собственными значениями. Функции V_{mn}, удовлетворяющие интегральному уравнению, характеризуют структуру поля на поверхности зеркал различных типов колебаний резонатора, которые называют поперечными типами колебаний и обозначают как колебания типа ТЕМ_{mn}. Символ ТЕМ указывает на то, что волны внут-

ри резонатора близки к поперечным электромагнитным, т. е. не имеющие составляющих поля вдоль направления распространения волн буквами m и n обозначают число изменений направления поля сторон зеркала (прямоугольные) или по углу и вдоль радиуса (круглые зеркала).

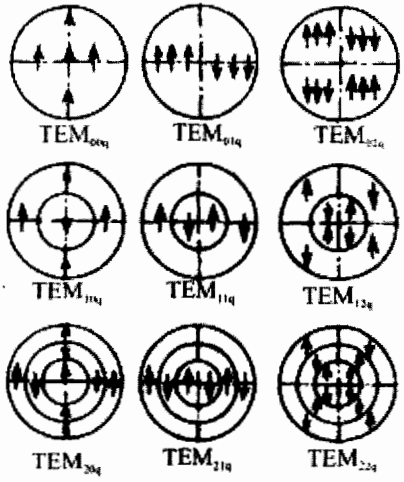


Рис. 5.2. Конфигурация электрического поля для простейших поперечных типов колебаний открытых резонаторов с круглыми зеркалами

Конфигурация электрического поля для простейших поперечных типов колебаний открытых резонаторов с круглыми зеркалами показана на рис. 5.2. Собственные типы колебаний открытых резонаторов характеризуются не только поперечным распределением поля, но и распределением его вдоль оси резонаторов, которое представляет собой стоячую волну и отличается числом полуволн, укладывающихся по длине резонатора. Для учета последнего в обозначении типов колебаний вводят третий индекс q, характеризующий число полуволн, укладывающихся вдоль оси резонатора.

Собственные значения γ_{mn} являются комплексными величинами. Вещественная часть логарифма собственных значений $\alpha_{mn} = Re \ln \gamma_{mn}$ определяет затухания волны на один проход между зеркалами, а мнимая часть $\beta_{mn} = I_m \ln \gamma_{mn}$ – фазовый сдвиг за один проход, добавляемый к геометрическому фазовому сдвигу, равному $\frac{2\pi}{\lambda_{mn}} L$ (L – расстояние между зеркалами, λ_{mn} – длина волны, отвечающая данному типу нормального колебания).

Уравнение (5.3) решалось численным методом на ЭВМ. Некоторые результаты расчета представлены на рис. 5.3–5.6. В частности, на рис. 5.3,*а*, *б* показано распределение относительной амплитуды A и фазы φ поля для двух низших типов ТЕМ$_{00q}$ и ТЕМ$_{10q}$ в резонаторе с плоскими зеркалами при различных значениях параметра $N = a^2/\lambda L$ (N приблизительно равно числу зон Френеля, видимых в одном зеркале из центра другого, 2а – диаметр зеркал, λ – длина волны). Со-

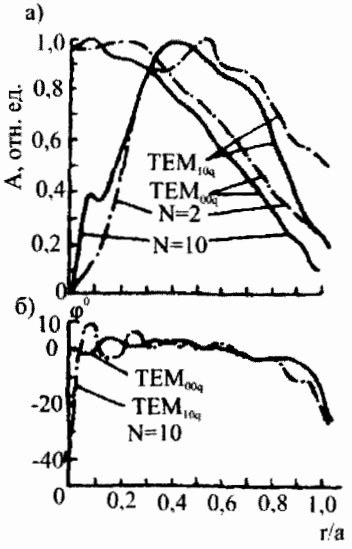


Рис. 5.3. Распределение относительной амплитуды A (а) и фазы φ (б) для двух низших типов колебаний в резонаторе с плоскими зеркалами при различных значениях параметра N

гласно рис. 5.3,*б*, изменение фазы поля на зеркале незначительно (не превышает $\pi/4$), и поскольку размеры зеркал много больше длины волны, то фазовый фронт собственных волн в резонаторе близок к плоскому. Характерен значительный спад амплитуды поля к краю зеркала. Чем больше N, тем меньше амплитуда поля на краю зеркала и тем ниже дифракционные потери мощности.

Зависимость потерь мощности за проход от величины N для резонатора, составленного из плоских зеркал, представлена на рис. 5.4. Здесь же пунктиром показана зависимость дополнительного фазового сдвига $\beta_{mn} = I_m \ln\gamma_{mn}$ от N для колебаний типа $ТЕМ_{00q}$ и $ТЕМ_{10q}$. Величина β_{mn} позволяет определить резонансные частоты и длины волн собственных типов колебаний. Условием резонанса является равенство полного набега фазы при прохождении волны между зеркалами целому числу π, т. е.

$$\frac{2\pi Ln}{\lambda_{mnq}} + \beta_{mn} = \pi q;$$

отсюда получаем выражение для резонансной частоты

$$\nu_{mnq} = \frac{c}{2Ln} q - c\frac{\beta_{mn}}{2\pi Ln}, \qquad (5.4)$$

где n – показатель преломления среды, заполняющей резонатор; c – скорость света. Разность частот соседних продольных типов колебаний одного и того же поперечного типа (т. е. $ТЕМ_{mnq}$ и $ТЕМ_{mnq+1}$) из (5.4) равна:

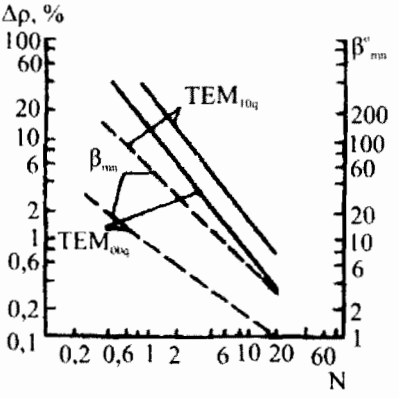


Рис. 5.4. Зависимость потерь мощности за проход и дополнительного фазового набега от величины N для резонатора с плоскими зеркалами

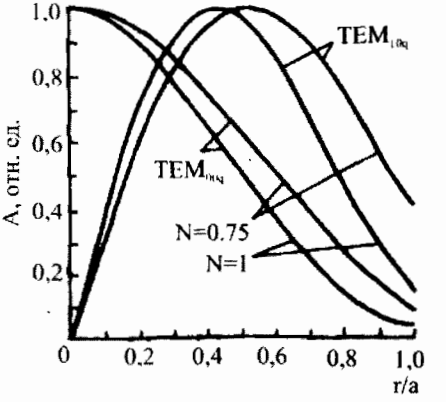


Рис. 5.5. Распределение амплитуды поля для двух типов колебаний в конфокальном резонаторе с круглыми зеркалами

$$\Delta\nu = \nu_{mnq+1} - \nu_{mnq} = \frac{c}{2Ln}.$$

На рис. 5.5 показано распределение амплитуды поля для $ТЕМ_{00q}$ и $ТЕМ_{10q}$ типов в конфокальном резонаторе с круглыми зеркалами. Последний образуется двумя одинаковыми сферическими зеркалами, расположенными друг от друга на расстоянии, равном радиусу кривизны. Так как у сферических зеркал фокусное расстояние составляет половину радиуса кривизны, то фокусы двух зеркал в этом случае совпадают. По сравнению с резонаторами из плоских зеркал, поле в конфокальном резонаторе спадает к краю зеркала при одних и тех же N до гораздо меньшей величины, что приводит к значительному снижению дифракционных потерь. С увеличением числа Френеля N поле сильнее концентрируется около оси резонатора.

Зависимость потерь мощности за один проход от числа N представлена на рис. 5.6. Как видно, при одинаковых размерах резонаторов дифракционные потери мощности для конфокального резонатора с $N > 2$ на несколько порядков ниже, чем у резонатора с плоскими зеркалами (пунктирные кривые).

Величина $\beta_{mn} = Im \ln \gamma_{mn}$ для конфокального резонатора равна $\beta_{mn} = -(m+n+1)\pi/2$ и не зависит от числа Френеля. С учетом этого резонансные длины волн собственных типов колебаний конфокального резонатора согласно (5.4) определяются по формуле

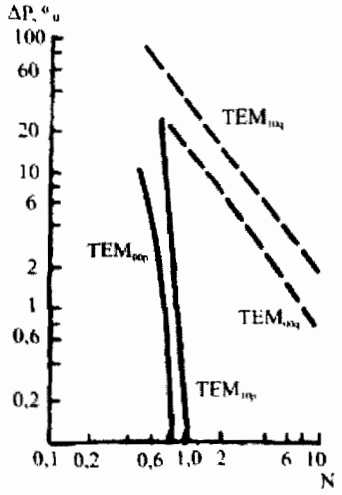


Рис. 5.6. Зависимость потерь мощности за один проход от числа N для двух типов колебаний конфокального резонатора

$$\frac{4L}{\lambda_{mnq}} = 2q + (m+n+1);$$

отсюда получаем выражение собственных частот

$$\nu_{mnq} = \frac{c}{4L}(2q+m+n+1). \qquad (5.5)$$

Расстояние по частоте между двумя соседними продольными типами колебаний одного и того же поперечного типа (т.е. $ТЕМ_{mnq}$ и $ТЕМ_{mn,q+1}$), так же как в резонаторе с плоскими зеркалами, составляет $c/2L$. Частотное расстояние между поперечными типами $ТЕМ_{m,n+1,q}$ и $ТЕМ_{mnq}$ (или $ТЕМ_{mnq}$ и $ТЕМ_{m+1,nq}$ равно $c/4L$, т.е. в два раза меньше, чем для продольных типов колебаний. Как видно из (5.5), спектр собственных частот конфокального резонатора сильно вырожден (увеличивая $(m+n)$ на две единицы и уменьшая q на единицу, получаем ту же частоту). Аналитическим путем удается решить интегральное уравнение (5.3) и найти распределение поля внутри конфокального резонатора. Поле концентрируется вблизи оси резонатора. Распределение его симметрично относительно плоскости, перпендикулярной оси резонатора и проходящей через его центр (фокус). Поверхности постоянной фазы – сферические (рис. 5.7). Радиус кривизны синфазной поверхности, проходящей через точку z_0 (z – координата, отсчитываемая вдоль оси от центра резонатора):

$$R = L\frac{1+(2z_0/L)^2}{2(2z_0/L)}. \qquad (5.6)$$

Используя решение (5.6), можно определить собственные частоты и получить сведения о дифракционных потерях резонатора со сферическими зеркалами неконфокального типа, поскольку поле в кон-

фокальном резонаторе имеет сферические поверхности постоянной фазы: заменив две любые из них отражателями, получаем новый резонатор, но уже не конфокальный. Поле в резонаторе со сферическими зеркалами можно определить по формулам, выведенным для эквивалентного конфокального резонатора, две эквифазные поверхности которого совпадают с отражающими поверхностями зеркал.

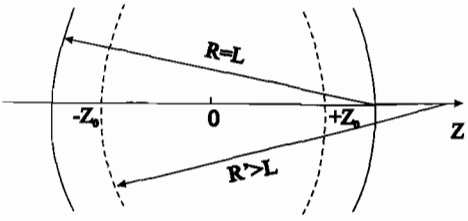


Рис. 5.7. Поверхности постоянной фазы поля конфокального резонатора

Так, для резонатора с одинаковыми сферическими зеркалами квадратного сечения со стороной a и радиусом кривизны R, расположенными на расстоянии $l < 2R$, длина эквивалентного конфокального резонатора, найденная из (5.6), равна:

$$L = \sqrt{\ell(2R - \ell)}.$$

Собственная длина волны λ_{mnq} такого резонатора находится по формуле

$$\frac{2\pi L}{\lambda_{mnq}} = q\pi + (1 + m + n)\left(1 - \frac{4}{\pi}\operatorname{arctg}\frac{\ell - L}{\ell + L}\right).$$

Дифракционные потери можно определить по графикам, представленным на рис. 5.6, только под N при этом нужно понимать величину

$$N = \frac{a^2 L}{\lambda\left(L^2 + \ell^2\right)} = \frac{a^2}{\ell\lambda}\sqrt{\frac{\ell}{R}\left(2 - \frac{\ell}{R}\right)}.$$

Можно показать, используя (5.6), что резонатор со сферическими зеркалами с радиусами кривизны R_1 и R_2 ($R_1 < R_2$) и расстоянием между ними ℓ имеет эквивалентно конфокальную систему, в которой данные зеркала совпадают с фазовыми поверхностями, если выполняются условия

$$R_2 < l < R_1 \text{ или } 0 < l < R_1 . \qquad (5.7)$$

Резонаторы, у которых

$$R_1 < l < R_2 \text{ или } l > R_1 + R_2 , \qquad (5.8)$$

не имеют эквивалентной конфокальной системы, и их называют неустойчивыми. Такие резонаторы имеют большие радиационные потери.

Согласно теории, поля собственных типов колебаний в открытых резонаторах со сферическими зеркалами, для которых выполняются условия (5.7), ограничиваются замкнутыми каустическими поверхностями (рис. 5.8). Вне каустических поверхностей электромагнитное поле мало (оно экспоненциально убывает при удалении от них), что и обусловливает малые радиальные потери в таких резонаторах. В резонаторах со сферическими зеркалами, удовлетворяющих (5.8), каустики не образуются. В них невозможны собственные колебания с малыми потерями.

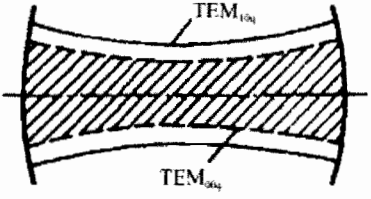


Рис. 5.8. Каустические поверхности в резонаторе со сферическими зеркалами

Рис. 5.9 позволяет качественно судить о потерях в резонаторах с произвольными сферическими зеркалами. По координатным осям отложены величины $1 - l/R_1$ и $1 - l/R_2$. Радиусы вогнутых зеркал считаются положительными, а выпуклых – отрицательными. Заштрихованные области соответствуют неустойчивым резонаторам с большими потерями. Области с большими потерями в первом и третьем квадрантах ограничиваются гиперболами, уравнение которых $(1 - l/R_1)(1 - l/R_2) = 1$ является лишь разновидностью записи условия $l = R_1 + R_2$. Резонаторы, для которых $R_1 < l < R_2$ имеют большие потери. Таким резонаторам соответствует вторая и четвертая четверти на диаграмме рис. 5.9. Для наглядности в соответствующих местах диаграммы приведены конфигурации резонаторов. Конфокальный резонатор ($R_1 = R_2 = l$) на диаграмме представлен точкой, лежащей в начале координат, резонатору с плоскими зеркалами ($R_1 = R_2 = \infty$) соответствует точка с координатами (1.1). Полуконфокальному резонатору ($R_1 = \infty, l = R_2/2$) отвечает точка (1, +1/2).

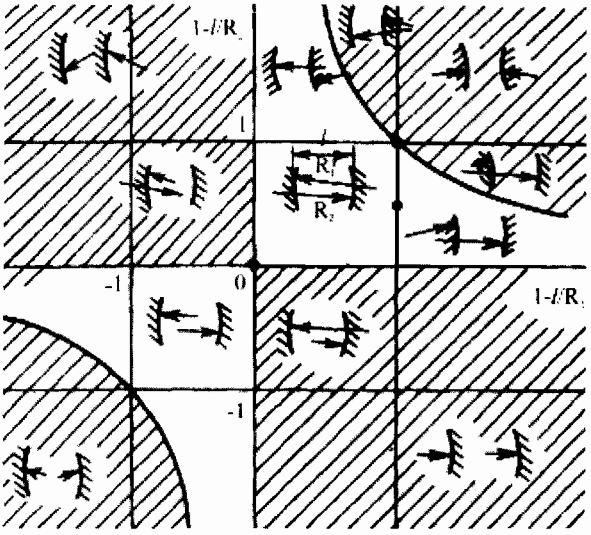


Рис. 5.9. Диаграмма, позволяющая качественно оценить потери в резонаторах с различными сферическими зеркалами

Согласно рис. 5.9, конфокальная конструкция резонатора очень чувствительна к настройке. При незначительной разнице в радиусах кривизны зеркал точка на диаграмме может сместиться во вторую или четвертую четверти, что соответствует резкому возрастанию потерь. При использовании конфокальных резонаторов необходимо учитывать это обстоятельство.

И наоборот, полуфокальный резонатор, изображенный точкой (1, +1/2), которая лежит в области, соответствующей малым потерям, отличается малой критичностью к расстоянию между зеркалами.

Используя рассмотренную диаграмму, можно сделать важные заключения и о других типах резонаторов.

ГЛАВА 6

ЛАЗЕРЫ НА ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

Лазеры на твердом теле, или твердотельные лазеры, представляют собой оптические квантовые генераторы, в качестве активной усиливающей среды в которых используются кристаллы либо аморфные диэлектрики. Рабочими частицами, переходы между энергетическими состояниями которых определяют генерацию, как правило, являются ионы атомов переходных групп Периодической системы Д.И. Менделеева. Наиболее часто используются ионы Nd^{+3}, Cr^{3+}, Pr^{3+}, H_0^{3+}. Активные частицы составляют доли или единицы процента от общего числа атомов рабочей среды, так что они как бы образуют «раствор» слабой концентрации и потому мало взаимодействуют друг с другом. Используемые энергетические уровни представляют собой уровни рабочих частиц, расщепленные и уширенные сильными неоднородными внутренними полями твердого вещества. В качестве основы активной усиливающей среды наиболее часто применяются кристаллы корунда (Al_2O_3), иттриево-алюминиевого граната YAG ($Y_3Al_5O_{12}$), стекло разных марок и др.

Инверсия населенностей в рабочем веществе твердотельных лазеров создается методом, аналогичным используемому в парамагнитных усилителях. Она осуществляется с помощью так называемой оптической накачки, т. е. воздействием на вещество светового излучения высокой интенсивности.

Как показывают исследования, большая часть активных сред твердотельных лазеров удовлетворительно описывается двумя основными идеализированными энергетическими схемами: трехуровневой и четырехуровневой.

Рассмотрим сначала метод создания инверсии населенностей в средах, характеризуемых трехуровневой схемой (рис. 6.1). В нормальном состоянии заселен лишь нижний основной уровень 1 (энергетическое расстояние между уровнями значительно больше kT), так как переходы ($1 \to 2$) и ($1 \to 3$) принадлежат оптическому диапазону. Переход между уровнями 2 и 1 является рабочим. Уровень 3, вспомогательный, используется для создания инверсии рабочей пары уровней. Он в действительности занимает *широкую полосу допустимых*

значений энергии, обусловленную взаимодействием рабочих частиц с внутрикристаллическими полями.

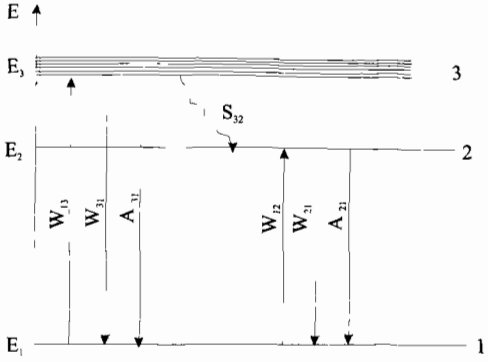


Рис. 6.1. Трехуровневая энергетическая схема

Для создания инверсии рабочее вещество облучают интенсивным светом с частотным спектром, соответствующим переходу между уровнями $1 \to 3$. С уровня 3 атомы переходят на уровень 2. Переход ($2 \to 3$), как правило, является безызлучательным. Энергия при этом идет на нагревание рабочего тела. При достаточной интенсивности накачки на уровне 2 удается получить больше атомов, чем их остается на основном уровне, т. е. возникает инверсия населенностей для рабочей пары уровней.

Рассмотрим условия образования инверсии населенностей в трехуровневой схеме. Обозначим населенности уровней 1, 2 и 3 соответственно N_1, N_2, и N_3. Используя рис. 6.1, можно записать следующие скоростные уравнения для населенностей уровней:

$$\frac{dN_3}{dt} = W_{13}N_1 - N_3(W_{31} + S_{32} + A_{31}); \tag{6.1}$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12}N_1 - N_2(W_{21} + A_{21}) + N_3S_{32};$$

$$N_1 + N_2 + N_3 = N_0, \tag{6.2}$$

где $W_{13} = W_{31}$, $W_{12} = W_{21}$ – вероятности индуцированных переходов, пропорциональные плотности излучения на частоте соответствующего перехода; S_{32} – вероятность безызлучательного перехода с уровня 3 на уровень 2; A_{31}, A_{21} – вероятности спонтанных переходов в единицу времени; N_0 – число активных частиц в единице объема.

Рассмотрим стационарный случай, т. е. $dN_3/dt = dN_2/dt = 0$. Будем считать, что вероятность безызлучательного перехода значи-

тельно больше всех других вероятностей переходов с уровня 3. Это условие обычно выполняется для используемых рабочих веществ при разумных интенсивностях излучения накачки. С учетом сказанного из (6.1), имеем

$$N_1W_{13} - N_3S_{32} = 0 \text{ или } N_1 = \frac{S_{32}}{W_{13}}N_3. \qquad (6.3)$$

Поскольку $S_{32} \gg W_{31}$, то $N_1 \gg N_3$. Следовательно, вместо (6.2) можно записать

$$N_1 + N_2 = N_0. \qquad (6.4)$$

Для стационарного случая, используя (6.3) и (6.4) из (6.1), получим

$$N_1 = N_0 \frac{W_{13} + A_{21}}{2W_{12} + W_{13} + A_{21}},$$

что с учетом (6.4) даст следующее выражение:

$$N_2 - N_1 = N_0 - 2N_1 = N_0 \frac{W_{13} - A_{21}}{2W_{12} + W_{13} + A_{21}}. \qquad (6.5)$$

Согласно (6.5), для создания инверсной населенности должно соблюдаться условие: $W_{13} > A_{21}$. Это условие с учетом предложения $S_{32} \gg W_{31}$ физически означает, что скорость заполнения верхнего рабочего уровня 2 должна превышать скорость опустошения его за счет спонтанных переходов.

Используя выражение для вероятности индуцированного перехода W_{31}, которая зависит от плотности энергии возбуждающего облучения и коэффициента Эйнштейна B_{31}, можно определить минимальную интенсивность возбуждения накачки, необходимую для создания пороговой инверсной населенности. Такой расчет показывает, что пороговая плотность потока мощной накачки для существующих в настоящее время рабочих веществ имеет порядок сотен ватт на квадратный сантиметр.

В активных средах, описываемых четырехуровневой схемой (рис. 6.2), переход $3 \to 2$ является рабочим, верхний уровень, так же

как в трехуровневой схеме, представляет собой широкую полосу. Второй уровень находится от основного на энергетическом расстоянии, значительно большем kT. Поэтому при термодинамическом равновесии он практически не заселен. Инверсия населенностей создается облучением среды светом накачки с частотным спектром, соответствующим переходу $1 \to 4$. Большая часть частиц, попавших на уровень 4, затем переходит безызлучательным путем на уровень 3, что при соответствующих условиях приводит к инверсии населенностей для пары уровней $3 \to 2$.

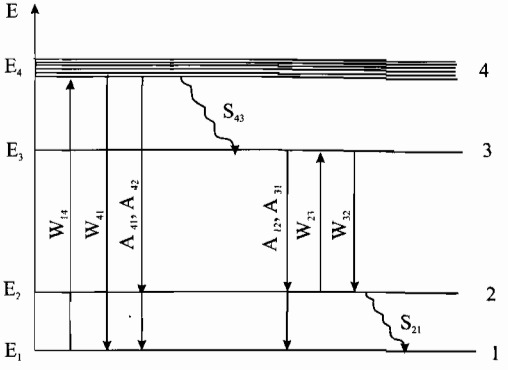


Рис. 6.2. Четырехуровневая энергетическая схема

Обозначим W_{14} вероятность индуцированных возбуждающим полем (накачкой) переходов частиц с уровня 1 на уровень 4; S_{43} и S_{21} – вероятности безызлучательных переходов ($4 \to 3$) и ($2 \to 1$), A_{32} и W_{32} – вероятности спонтанных и индуцированных полем генерации переходов ($3 \to 2$). Для обеспечения инверсии, очевидно, необходимо, чтобы, во-первых, уровень 3 под действием поля накачки заполнялся быстрее, чем он опустошается в результате переходов $3 \to 2$ и $3 \to 1$, и, во-вторых, нижний рабочий уровень должен опустошаться быстрее, чем заполняться, вследствие переходов $3 \to 2$. Эти условия эквивалентны выполнению неравенств: $S_{43} \gg W_{14} > A_{32}$, $S_{21} > W_{14}$.

В четырехуровневой системе, по сравнению с трехуровневой, легче создать инверсию населенностей, так как нижний рабочий уровень в ней не заселен. Для этого необходимо перевести незначительное количество частиц с основного уровня на верхний рабочий. В трехуровневой системе для получения инверсии требуется перебросить на верхний рабочий уровень с основного, по крайней мере, половину частиц.

Схема лазера на твердом теле (рис. 6.3) включает оптический резонатор, рабочее тело 1, лампу накачки 2 с отражателем 3, систему ее питания и зажигания разряда. Оптический резонатор образован зеркалами r_1 и r_2. Обычно в них используются многослойные ин-

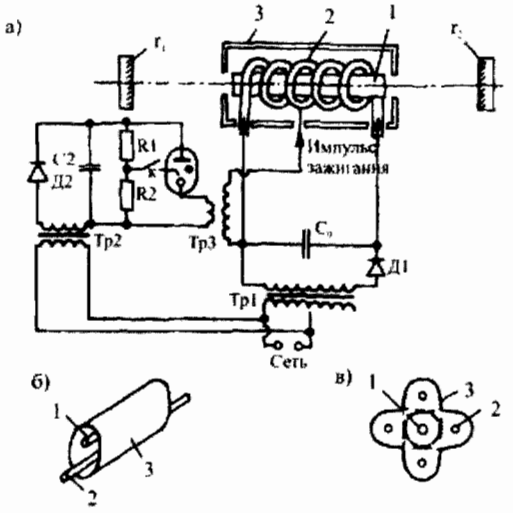


Рис. 6.3. Схема твердотельного лазера (а), эллиптический отражатель (б), полиэллиптический отражатель (в)

терференционные диэлектрические отражающие покрытия, в которых показатель преломления попеременно меняется от слоя к слою. Слои, которые наносят вакуумным напылением или химическим путем, имеют толщину, равную четверти длины волны в диэлектрике на рабочей частоте. С увеличением числа n слоев коэффициент отражения возрастает. При $n = 15$ и более он превышает 99%.

Иногда в качестве отражающих покрытий применяют серебряные пленки, однако они позволяют получать коэффициент отражения не выше 95–96% и, в отличие от интерференционных диэлектрических покрытий, имеют большое поглощение, а потому часто выгорают в процессе работы. Одно из зеркал резонатора делают полупрозрачным для вывода энергии. Коэффициент пропускания выходного зеркала выбирается таким образом, чтобы вывести из лазера максимальную энергию. При малом коэффициенте пропускания будет выводиться лишь незначительная доля энергии резонатора. В случае большого пропускания ухудшаются условия возбуждения колебаний. При некотором пропускании выходного зеркала генерация срывается, поскольку не выполняются пороговые условия. Оптимальный коэффициент пропускания, при котором выводится максимальная энергия генерации, зависит от качества кристалла, его длины, энергии накачки. Оптимальное пропускание выходного зеркала для твердотельных лазеров, как правило, составляет 20–60%.

Рабочее тело выполняют в форме стержня с хорошо обработанными торцевыми поверхностями, имеющими плоскопараллельную или сферическую форму. Точность отклонения обработки торцевых

поверхностей от заданной формы лежит в пределах десятых долей длины волны. Параллельность плоских торцев выдерживается с точностью нескольких угловых минут.

Вместо внешних зеркал иногда используют отражающие покрытия, нанесенные непосредственно на торцы рабочего тела. Боковая поверхность рабочих стержней частично или полностью матируется, чтобы предотвратить возбуждение типов колебаний, распространяющихся с отражением от боковых поверхностей.

Инверсия населенностей в рабочем теле создается с помощью метода оптической накачки. Как уже отмечалось, пороговая мощность накачки имеет величину порядка сотен ватт на кубический сантиметр рабочего вещества лазера. Столь высокая плотность мощности накачки приводит к сильному нагреву рабочих тел лазера, что вызывает серьезные трудности, зачастую непреодолимые, в реализации непрерывного режима накачки твердотельных лазеров. Поэтому лазеры на твердом теле, как правило, работают в режиме одиночных или периодически повторяющихся импульсов. Источником накачки служат газоразрядные лампы. Наиболее часто используются импульсные ксеноновые лампы, обладающие высокой эффективностью преобразования электрической энергии в световое излучение, спектральный состав которого соответствует линиям поглощения применяемых активных сред.

Лампы конструктивно выполняются в виде прямой или свитой в спираль трубки с введенными на концах электродами. Для инициации разряда в лампах предусматривается специальный внутренний или внешний поджигающий электрод. Лампы и рабочий стержень размещают внутри отражателя, обеспечивающего эффективность передачи световой энергии накачки в активную среду. При использовании спиральных ламп рабочее тело помещают внутри них, а отражатель, изготавливаемый в виде кругового цилиндра, охватывает лампу.

Более эффективны системы с прямыми лампами и отражателями в виде эллиптического цилиндра, обеспечивающего фокусировку излучения ламп на рабочий образец (см. рис. 6.3,*б*, *в*). Для этого рабочее тело и лампы размещают вдоль фокусных осей цилиндра. Столь же эффективной оказывается более простая система, в которой лампа и активное тело находятся рядом внутри узкого отражателя с круглым или овальным сечением. Отражатель выполняют из серебряной или алюминиевой фольги.

В конструкциях систем накачки часто предусматривают охлаждение рабочего тела и ламп посредством обдува их воздухом или обтекания хладоагентом.

Питание ламп осуществляется от батареи конденсаторов C_0, заряжаемых обычно от сети переменного напряжения через повышающий трансформатор Тр1 и выпрямительный элемент Д1. Нормальное напряжение заряда конденсаторов должно быть меньше напряжения самопробоя импульсной лампы накачки. Зажигание разряда в лампе осуществляется путем подачи на поджигающий электрод высоковольтного инициирующего импульса от управляющей схемы (см. рис. 6.3,*а*). Последняя состоит из конденсатора C_2, заряжаемого от сети через диод $Д_2$, тиратрона с холодным катодом и импульсного трансформатора $Тр_3$. При замыкании кнопки К тиратрон зажигается, конденсатор C_2 разряжается через первичную обмотку трансформатора и на вторичной обмотке появляется высоковольтный импульс.

Рассмотрим характеристики и параметры некоторых лазеров на твердом теле.

6.1. Рубиновые лазеры

Рубиновый лазер был первым практически осуществленным оптическим квантовым генератором. В настоящее время лазеры на рубине широко используются в практике, что объясняется следующими их достоинствами: излучение происходит в удобном спектральном диапазоне (в видимой области), обеспечивается большая энергия генерации, легко получить рубиновые кристаллы высокого качества, они имеют высокую прочность и не требуют охлаждения.

Рубин представляет собой кристалл корунда Al_2O_3, в котором часть ионов Al^{3+} замещена трехвалентными ионами хрома Cr^{3+}. Активными частицами, определяющими генерацию, являются ионы хрома. В лазерах используют кристаллы розового рубина с весовой концентрацией Cr_2O_3 относительно Al_2O_3, примерно равной 0,05%, что составляет $1{,}6-10^{19}$ ионов хрома в 1 см^3.

Система нижних энергетических уровней ионов хрома (рис. 6.4) существенно отличается от системы уровней свободных ионов Cr^{3+}, что связано со взаимодействием ионов с сильными полями крис-

таллической решетки. Обозначения уровней, приведенные на этом рисунке, заимствованы из теории групп, которая используется при расчете, и не связаны непосредственно с принятыми обозначениями уровней свободных ионов. Рабочим является переход $^2E \to {}^4A_2$. Состояние ^2E метастабильно. При комнатной температуре его время жизни составляет около 3 мс. Уровень ^2E в действительности состоит из двух подуровней $\bar{E}$ и $2\bar{A}$, разделенных промежутком 29 см$^{-1}$. Переходы с этих подуровней в основное состояние $^4A_2$ соответствуют линиям излучения света R_1, и R_2 с длиной волны 694,3 и 692,9 нм при температуре 300 °С.

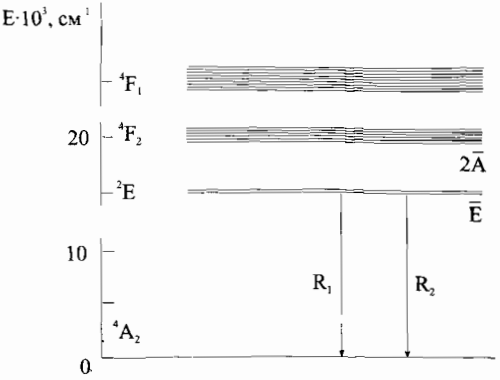


Рис. 6.4. Схема энергетических уровней ионов хрома в кристалле рубина

Уровень $^4F_2$ состоит из шести подуровней, которые из неоднородности кристаллического поля настолько уширены, что перекрывают друг друга, превращая его в полосу. Уровень $^4F_1$ также представляет собой полосу (см. рис. 6.4).

Переходы $^4A_2 \to {}^4F_2$ и $^4A_2 \to {}^4F_1$ соответствуют зеленой ($\lambda = 560$ нм) и синей ($\lambda = 410$ нм) полосам поглощения шириной $\lambda = 100$ нм каждая (рис. 6.5). Состояния $^4F_1$, и $^4F_2$ имеют малое время жизни. Ионы из этих состояний за время $T_{32} \approx 10^{-8}$ с переходят безызлучательным путем на уровень ^2E или в течение $T_{31} \approx 10^{-7}$ спонтанно излучают, возвращаясь в основное состояние $^4A_2$. Это означает, что ионы хрома из состояний $^4F_2$ и $^4F_1$ главным образом совершают безызлучательные переходы в метастабильное состояние ^2E.

В результате поглощения рубином в синей и зеленой полосе спектра лампы накачки ионы хрома переходят в состояние $^4F_2$ и $^4F_1$. Далее за счет быстрого спонтанного безызлучательного распада этих состояний ионы хрома оказываются на метастабильном уровне ^2E. При достаточной плотности света накачки населенность состояния ^2E превышает населенность нижнего состояния и на переходе $^2E \to {}^4A_2$ возникает генерация.

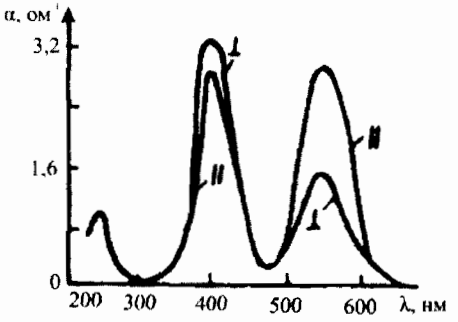


Рис. 6.5. Полосы оптического поглощения кристалла рубина

Обычно генерация происходит на линии R_1, для которой легче реализуются пороговые условия. Это связано с тем, что между ионами, находящимися на подуровнях $\bar{E}$ и $2\bar{A}$, ответственных за линии R_1 и R_2, существует интенсивный объем (время релаксации между $\bar{E}$ и $2\bar{A}$ меньше 10^{-7} с) В результате населенности подуровней $\bar{E}$ и $2A$ устанавливаются в соответствии с законом Больцмана и нижний подуровень $\bar{E}$ имеет большую населенность. Возникновение генерации на частоте линии R_1 предотвращает возбуждение генераций на линии R_2, так как интенсивные релаксационные процессы вызывают переход ионов с уровня $2\bar{A}$ на $\bar{E}$, и населенность уровня $2A$ не может достигнуть порогового значения.

Рубиновые лазеры работают, как правило, в режиме разовых и периодических импульсов. Имеются лишь отдельные разработки генераторов непрерывного действия. Характерная длительность импульсов – порядка миллисекунд, частота следования обычно не превышает сотен герц. Она ограничивается нагревом кристалла и ламп накачки.

В импульсных лазерах используют кристаллы длиной от нескольких сантиметров до 20–30 см и диаметром от единиц миллиметров до 2–3 см. Инверсия населенности производится импульсными ксеноновыми лампами.

Важной характеристикой импульсного твердотельного лазера является пороговая энергия накачки, т. е. минимальная величина энергии питания ламп за одну вспышку, при которой возникает генерация. Пороговая энергия накачки зависит от размеров кристалла, его температуры, используемой лампы, конструкции системы накачки, добротности резонатора и т. д. Обычно пороговая энергия рубиновых лазеров составляет десятки и сотни джоулей. С увеличением энергии накачки растет излучаемая лазером энергия. Максимально достижимая энергия лазера ограничивается возможностями системы накачки, размерами кристалла, его качеством, световой прочностью зеркал и другими факторами.

В лазерах с кристаллом диаметром 2 см и длиной 30 см генерируемая за импульс энергия достигает десятков джоулей. При длительности импульса ~1 мс пиковая мощность генерации составляет десятки киловатт. В лазерах с модулированной добротностью, которые рассматриваются в разделе II, импульсная мощность достигает десятков и более мегаватт. Коэффициент полезного действия, определяемый как отношение излучаемой энергии лазера к потребляемой им электрической энергии, для рубиновых лазеров составляет единицы процентов. Малый КПД связан во многом с низкой эффективностью систем накачки. Используемые в настоящее время импульсные газоразрядные лампы накачки преобразуют в свет около 50% потребляемой электрической энергии. Примерно 30% световой энергии ламп, т. е. 15% электрической энергии, заключено в полосах поглощения рубина. Оптическая часть системы накачки обеспечивает передачу в рубин приблизительно 50% полезной энергии. Так что реально всего несколько процентов расходуемой электрической энергии идет непосредственно на накачку рубина.

Излучение рубиновых лазеров в зависимости от времени имеет сложный «пичковый» характер. В пределах каждого импульса накачки обычно оно представляет собой набор хаотической последовательности разных по амплитуде пичков, всплесков интенсивности генерации, длительность и интервал между которыми составляют величину порядка микросекунд.

Осциллограммы интенсивностей накачки $I_н$ и выходного излучения $I_{изл}$ приведены на рис. 6.6. Как видно, начало генерации по отношению к моменту зажигания импульсной лампы сдвинуто на время, необходимое для создания инверсии. Время запаздывания $\tau_з$ достигает нескольких сотен микросекунд.

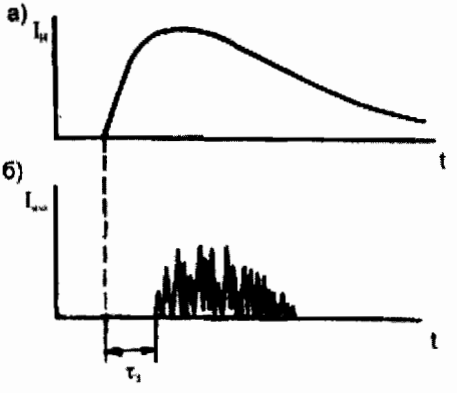


Рис. 6.6. Импульс накачки (а) и импульс излучения лазера в режиме свободной генерации (б)

Природа пичкового режима твердотельных лазеров зависит от многих причин. На характер этого режима влия-

ют многие факторы: конфигурация резонатора, распределение интенсивности накачки по объему кристалла, его температура, однородность и т. д. Эксперименты показывают, что хаотичность пульсаций излучения значительно уменьшается вплоть до регулярного следования пичков при использовании в лазерах открытых резонаторов, имеющих большое число высокодобротных типов колебаний (например, резонатора с одинаковыми сферическими зеркалами, расположенными на расстоянии, меньшем их удвоенного радиуса кривизны). Получению режима регулярных пульсаций излучения способствует также однородное распределение интенсивности накачки в рабочем кристалле и понижение его температуры.

На спектр излучения рубиновых лазеров влияют свойства резонатора, температура кристалла, его качество, уровень накачки и т. д. Спектр состоит из линий, определяемых собственными типами колебаний резонатора. В процессе генерации он меняется. На рис. 6.7,*а* приведены временная развертка спектра интенсивности выходного излучения рубинового лазера. Каждому пичку излучения соответствуют свои линии генерации. Изменение спектрального состава излучения от пичка к пичку связано с взаимным влиянием различных типов колебаний и изменением условий генерации за счет нагрева кристалла. Интегральная ширина спектра генерации с ростом интенсивности накачки увеличивается, достигая величины ~1 см$^{-1}$ (т. е. $3\cdot10^{10}$ Гц).

Важной характеристикой работы лазера является картина распределения поля по сечению выходного пучка. Она определяет диаграмму направленности выходного излучения. Минимальная ширина такой диаграммы соответствует основному поперечному $ТЕМ_{00q}$ типу колебаний. В случае плоских круглых зеркал ширина диаграммы направленности по уровню половинной мощности для $ТЕМ_{00q}$ типа равна: $\theta = 0{,}63\lambda/d$ рад (d – диаметр пятна на зеркале, λ – длина волны). При $d = 1$ см, $\lambda = 0{,}6943$ мкм $\theta = 4\cdot10^{-4}$ рад $\approx 1{,}5'$. Практически ширина диаграммы излучения рубиновых лазеров превышает величину, вычисленную по этой формуле, раз в десять. Столь сравнительно большая ширина диаграммы направленности связана с возбуждением высших типов колебаний, оптическим несовершенством реальных рубиновых кристаллов (наличием в них центров рассеяния и градиентов показателя преломления по сечению образца). Распределение поля по зеркалу часто имеет весьма сложную мозаичную

картину (см. рис. 6.7,*б*), которая в процессе генерации меняется от пичка к пичку. Излучение рубиновых лазеров обычно частично или полностью поляризовано. Поляризация излучения определяется анизотропией рубиновых кристаллов, и ее характер зависит от угла ориентации оптической оси кристалла относительно геометрической оси стержня, вдоль которой распространяется свет в резонаторе. Обычно используются рубиновые стержни с ориентацией оси 60 или 90°. Излучение в лазерах с такими стержнями имеет линейную поляризацию с электрическим вектором, перпендикулярным плоскости, в которой лежат оптическая ось и ось стержня. В лазерах с кристаллом нольградусной ориентации излучение неполяризовано.

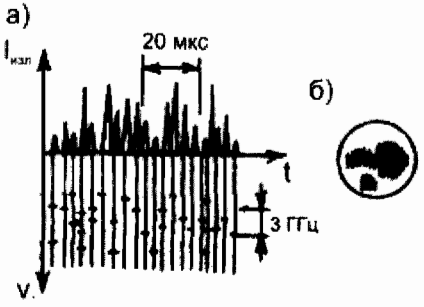


Рис. 6.7. Временная развертка спектра и интенсивности выходного излучения рубинового лазера

6.2. Лазеры на стекле, активированном неодимом

Лазеры на неодимовом стекле находят такое же широкое применение, как и рубиновые, что обусловлено прежде всего достоинствами стекла: простотой изготовления образцов больших размеров (до нескольких сантиметров в диаметре и длиной до метра и более), высокой оптической однородностью, возможностью введения рабочих частиц в необходимых концентрациях с равномерным распределением по объему.

Недостаток стекла – его низкая теплопроводность – затрудняет создание генераторов большой средней мощности, поэтому приходится ограничиваться работой в режиме одиночных импульсов.

Ионы неодима характеризуются конфигурацией внешних электронных оболочек $4f^3 5s^2 5p^6$. Нижние энергетические уровни ионов определяются незаполненной оболочкой $4f^3$, поскольку она хорошо экранируется внешними заполненными $5s^2$ и $5p^6$ оболочками, то внешние воздействия незначительно меняют энергетические уров-

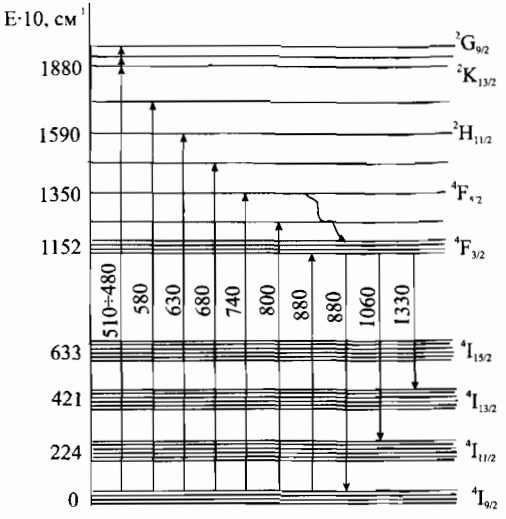


Рис. 6.8. Схема энергетических уровней трехвалентных ионов неодима в стеклянной основе

ни. Поэтому спектры поглощений и фотолюминесценции* ионов неодима в различных стеклах и кристаллах имеют сходный характер.

На рис. 6.8 изображена схема уровней трехвалентных ионов неодима в стеклянной основе. Состояние $^4F_{3/2}$ является метастабильным и имеет время жизни в зависимости от концентрации, температуры, состава стекла от 10^{-3} до 10^{-5} с. Энергетическое расстояние от основного уровня $^4I_{9/2}$ до первого возбужденного состояния $^4I_{11/2}$ примерно равно 2000 см$^{-1}$ (0,27 эВ) и значительно превышает kT вплоть до температуры 500 К. Поэтому в нормальном состоянии заполнен лишь нижний основной уровень. При освещении неодимового стекла происходит перевод ионов из основного состояния в возбужденное.

На рис. 6.9 показаны спектры поглощения и фотолюминесценции силикатного стекла с примесью 5% (весовых) неодима. Наиболее интенсивные полосы поглощения лежат в области 520 нм ($^4I_{9/2} \to {}^2G_{9/2}$, $^4G_{7/2}, {}^4K_{13/2}$), 588 нм ($^4I_{9/2} \to {}^2G_{7/2}, {}^4G_{5/2}$), 740 нм ($^4I_{9/2} \to {}^4F_{7/2}, {}^4S_{3/2}$), 800 нм ($^4I_{9/2} \to {}^4F_{5/2}, {}^2H_{9/2}$) и 900 нм ($^4I_{9/2} \to {}^4F_{3/2}$).

Из возбужденных состояний ионы совершают безызлучательный переход на уровень $^4F_{3/2}$, являющийся верхним рабочим уровнем. Переход из метастабильного состояния $^4F_{3/2}$ на уровни $^4I_{9/2}$, $^4I_{11/2}$ и $^4I_{13/2}$ определяет полосы люминесценции (на рис. 6.9 заштрихованы), расположенные при длинах волн 0,88; 1,06 и 1,3 мкм. Наиболее интенсивная линия люминесценции шириной около 200 см$^{-1}$ соответ-

* Фотолюминесценция – испускание излучения при оптическом возбуждении.

ствует переходу $^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ с длиной волны 1,06 мкм. Конечные состояния $^4I_{11/2}$ и $^4I_{13/2}$ люминесцентных переходов короткоживущи (время жизни ионов в состоянии $^4I_{11/2}$ составляет ~10^{-8} с). Дезактивация нижних рабочих уровней $^4I_{11/2}$, $^4I_{13/2}$ происходит безызлучательным путем.

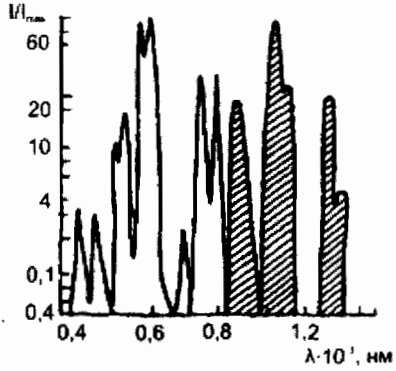


Рис. 6.9. Спектр линий оптического поглощения и люминесценции для трехвалентного иона неодима

Как правило, лазеры на неодимовом стекле работают на длине волны $\lambda = 1{,}06$ мкм, соответствующей переходу $^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$, где обеспечивается наиболее интенсивное индуцированное излучение и условия возникновения генерации более благоприятны, чем на переходах $^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ и $^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$.

Свойства неодимового стекла как рабочего вещества лазеров зависят от концентрации ионов неодима, состава стекла присутствия различных примесей. В настоящее время специально для лазеров разработано много марок неодимовых стекол, имеющих различный состав. В лазерах обычно используют стекла с 2...10%-ной весовой концентрацией Nd_2O_3. С целью повышения эффективности накачки в стекла вводят сенсибилизирующие примеси, имеющие широкие линии поглощения. В результате передачи энергии от сенсибилизатора к иону неодима улучшается использование излучения света накачки ламп. В качестве сенсибилизатора используют ионы марганца и церия.

Рабочие элементы из неодимового стекла выполняют в виде стержней длиной от нескольких сантиметров до 60–80 см и диаметром до 30–50 мм. Наибольший диаметр ограничивается неравномерностью плотности интенсивности накачки по поперечному сечению и возможностями охлаждения рабочих стержней. Иногда из этих соображений используют стержни прямоугольного и других сечений.

Пороговая плотность энергии накачки лазеров на неодимовом стекле составляет обычно единицы–десятки джоулей на 1 см^3.

На стекле, активированном неодимом, созданы лазеры с рекордно большой энергией генерации – порядка килоджоулей в импульсе

(при рабочих стержнях длиной 80 см и диаметром 50 мм). Средняя мощность в импульсе генерации по величине достигает единиц МВт. Коэффициент полезного действия лазера на неодимовом стекле составляет единицы–доли процента. Выходное излучение лазера на неодимовом стекле, как и у рубиновых лазеров, носит пичковый характер. Ширина спектра излучения при больших уровнях накачки достигает ~20 нм. Излучение лазера на неодимовом стекле неполяризовано, что связано с хаотической ориентацией ионов неодима и оптической однородностью стекла.

Угловая расходимость выходного луча лазера на неодимовом стекле обычно составляет единицы угловых минут, что значительно меньше величины расходимости излучения рубиновых лазеров. Это главным образом обусловлено более высокой оптической однородностью стекла.

6.3. Лазеры на кристаллах алюмоиттриевого граната с неодимом ($Y_3Al_5O_{12}$-Nd^{3+})

В литературе кристаллы $Y_3Al_5O_{12}$-Nd^{3+} упрощенно обозначают YAG-Nd или АИГ-Nd. Лазеры на АИГ-Nd-кристаллах наиболее широко применяются в науке и технике. Благодаря большой теплопроводности и однородности алюмоиттриевых кристаллов, в АИГ-Nd-лазерах легко реализуется непрерывный режим работы. Во многих случаях накачка в таких лазерах осуществляется посредством дуговых ламп непрерывного горения с криптоновым наполнением, спектр излучения которых сравнительно хорошо согласован со спектром поглощения АИГ-Nd-кристаллов. Для обеспечения эффективного использования света лампы накачки рабочий АИГ-Nd-кристалл помещают в отражатель. Конструктивно отражатель выполняют из заготовки кварцевого стекла в форме эллиптического цилиндра. На внешнюю поверхность цилиндра наносят отражающее металлическое покрытие. В отражателе вдоль фокусных осей цилиндра просверливают два канала, внутри которых располагают рабочий активный элемент и лампу накачки. В зазорах между лампой накачки и стенкой канала (а также активного элемента и канала) пропускают поток охлаждающей жидкости (воды).

При размерах активного кристалла диаметром 6 мм и длиной 100 мм, в таких лазерах обеспечивается мощность непрерывной генерации 300 Вт и более.

Для накачки АИГ-Nd-лазеров, помимо дуговых ламп с криптоновым наполнением, разрабатываются специальные дуговые лампы на парах калия и рубидия. Спектр излучения калий-рубидиевых ламп почти идеально совпадает со спектром поглощения АИГ-Nd-кристаллов, что обеспечивает более высокую эффективность оптической накачки. Однако из-за трудности создания таких ламп они не нашли практического применения.

Для накачки АИГ-Nd-лазеров в последнее время широко стали применять инжекционные полупроводниковые лазеры, спектр излучения которых согласуется с полосами поглощения АИГ-Nd-кристаллов. Используя для накачки специально разработанные линейки, состоящие из нескольких десятков инжекционных лазерных диодов, удается реализовывать АИГ-Nd лазеры с выходной мощностью, достигающего киловаттного уровня.

6.4. Волоконные лазеры

Прежде чем рассматривать устройство и характеристики волоконных лазеров, приведем основные сведения об оптических волокнах. Оптические волокна представляют собой, по существу, диэлектрический волновод, обеспечивающий каналирование оптического излучения (света).

Оптическое волокно состоит из сердцевины и оболочки с разными показателями преломления (рис.6.10). Сердцевина (диэлектрическое волокно), по которой происходит распространение светового сигнала, изготовляется из оптически более плотного материала, чем оболочка. Обозначим через n_1 и n_2 показатели преломления сердцевины и оболочки соответственно. Распространение света по волокну можно объяснить на основе геометрической оптики с использованием принципа полного внутреннего отражения, вытекающего из закона преломления света Снеллиуса:

$$n_1 \sin\theta_1 = n_2 \sin\theta_2, \qquad (6.6)$$

где n_1 – показатель преломления среды 1, θ_1 – угол падения, n_2 – показатель преломления среды 2, θ_2 – угол преломления.

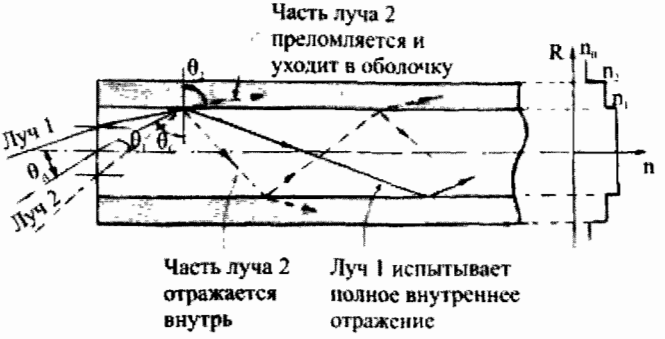


Рис. 6.10. Структура оптического волокна

На рис.6.10 показан ход лучей в волокне со ступенчатым профилем показателя преломления сердцевины n_1 и оболочки n_2.

Так как сердцевина является более плотной средой по отношению к оболочке ($n_1 > n_2$), то существует критический угол падения (угол полного внутреннего отражения) θ_c – внутренний угол падения на границу у сердцевины и оболочки, при котором преломленный луч идет вдоль границы сред ($\theta_2 = 90°$). Из закона Снеллиуса следует:

$$n_1 \sin\theta_c = n_2, \text{ т. е. } \theta_c = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right).$$

Если угол падения на границу раздела меньше критического угла падения (луч 2), то при каждом внутреннем отражении часть энергии рассеивается наружу (в оболочку) в виде преломленного луча, что приводит в конечном итоге к затуханию света. Если же угол падения больше критического угла (луч 1), то при каждом отражении от границы вся энергия возвращается в сердцевину благодаря внутреннему отражению.

Лучи, траектория которых полностью лежит в оптически более плотной среде (сердцевине), не претерпевают ослабления при отражении от оболочки, обеспечивают распространение света вдоль волокна на большие расстояния.

Важным параметром, характеризующим волокно, является числовая апертура *NA*. Она связана с максимальным углом θ_A вводимого в волокно излучения из свободного пространства, при котором свет

испытывает полное внутреннее отражение и распространяется по волокну, формулой

$$NA = \sin\theta_A. \tag{6.7}$$

Угол θ_A определяет максимальный угол конического снопа лучей, которые могут распространяться по световоду. Если конический сноп лучей, падающий на входной торец волокна, имеет при вершине угол $\theta_1 < \theta_A$, то он весь пройдет через него.

Числовая апертура зависит от показателей преломления сердцевины и оболочки. Действительно, исходя из рис.6.10, можно, используя формулу Снеллиуса (6.6) для торцевой границы волокна, считая при этом показатель преломления свободного пространства n_0 равным 1, написать следующую цепь равенств:

$$n_0 \sin\theta_A = n_1 \sin\theta_1 = n_1 \sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta_c\right) = n_1 \cos\theta_c = n_1\sqrt{1-\sin^2\theta_c} =$$

$$= n_1\sqrt{1-\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}.$$

Таким образом, числовая апертура

$$NA = \sin\theta_A = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \tag{6.8}$$

Другим важным параметром, характеризующим волокно и распространяющийся по нему свет, является так называемая нормированная частота ν, определяемая следующим равенством

$$\nu = \pi d \frac{NA}{\lambda}, \tag{6.9}$$

где d – диаметр сердцевины волокна, λ – длина волны света.

Выше было дано качественное объяснение распространения света по волокну. Строгое решение задачи о распространении волн вдоль диэлектрического волокна основывается на решении волновых уравнений Максвелла. Решение этих уравнений показывает, что в диэлектрическом волокне могут распространяться различные типы волн (моды), отличающиеся распределением поля в попереч-

ном направлении (в плоскости, перпендикулярной оси Z волокна) и наличием или отсутствием электрической E_Z и магнитной H_Z составляющих в направлении оси Z волокна. Моды обозначаются буквами E или H с двумя индексами n и m (E_{nm} и H_{nm}). Индекс n характеризует азимутальные свойства волны (число изменений поля по окружности), а m – радиальные (число изменений по диаметру). По диэлектрическому волокну могут распространяться только два типа волн: симметричные поперечно электрические (E_{0m}, у которых $H_Z = 0$) и поперечно магнитные (H_{0m}, у которых $E_Z = 0$), и несимметричные (смешанные, гибридные) E_{nm} и H_{nm}, у которых имеются две продольные E_Z и H_Z составляющие. При этом, если преобладает продольная составляющая – E_Z, то волна обозначается EH_{nm}, а если преобладает продольная составляющая магнитного поля – H_Z, то волна называется HE_{nm}.

По волокну могут распространяться как только одна мода – одномодовый, так и много мод – многомодовый режим.

Из решения уравнений Максвелла следует, что в волокне может распространяться только одна мода, когда $\nu < 2{,}405$. Это гибридная мода HE_{11}. Если ν лежит в пределах $2{,}405 \div 3{,}832$, в волокне могут распространяться четыре моды (HE_{11}, H_{01}, E_{01}, HE_{21}), при $\nu = 3{,}832 \div 5{,}136$ могут распространяться 7 мод и т. д. С ростом ν увеличивается число распространяющихся мод.

В волоконных лазерах в качестве усиливающей среды используются оптические волокна со светонесущей сердцевиной, легированной примесью редкоземельных ионов, являющихся активными частицам, в системе которых создается инверсная населенность, и двойной оболочки.

Конструкция лазерного световода (рис. 6.11,*а*) включает в себя (как правило) одномодовую с активными примесями сердцевину 1, внутреннюю оболочку 2 с показателем преломления меньшим, чем у сердцевины, и внешнюю оболочку 3, имеющую показатель преломления ниже, чем у оболочки 2. Профиль показателей преломления световода показан на рис. 6.11,*б*. Внутренняя оболочка (вместе с внешней оболочкой) образует многомодовый световод, по которому распространяется излучение накачки. Излучения накачки, вводимое в волокно с торца, испытывая полное внутреннее отражение на границе с внешней оболочкой, распространяется по внутренней оболочке. Пересекая сердцевину, излучение накачки погло-

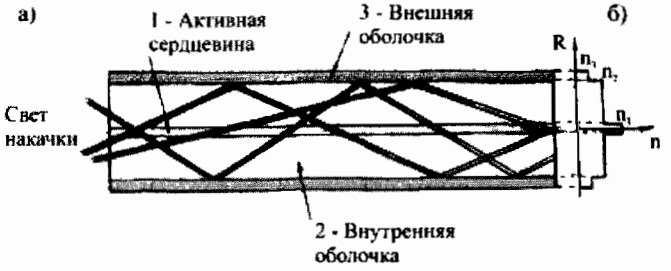


Рис. 6.11. Конструкция лазерного световода (а), профиль показателя преломления (б)

щается ионами редкоземельных элементов и обеспечивает тем самым инверсию населенностей в ней.

Источником накачки служат полупроводниковые лазеры, частота, излучения которых соответствуют линиям поглощения активных ионов.

Активная одномодовая сердцевина и внутренняя оболочка выполняются из кварцевых стекол различного состава, имеющих отличающиеся показатели преломления. Числовая апертура одномодовой активной сердцевины для лазерного излучения обычно составляет величину 0,1÷0,15. В качестве материала внешней оболочки используются полимеры с низким показателем преломления. В частности, это силиконовая резина, обеспечивающая числовую апертуру многомодового световода накачки $NA = 0{,}38$, и тефлон AF, позволяющий увеличить NA до 0,6.

Поперечный размер одномодовой активной сердцевины лазерных световодов составляет (5÷12) мкм, диаметр внутренней оболочки имеет типичный размер (100÷500) мкм. Толщина внешней оболочки около 10 мкм.

Во многих случаях для улучшения эффективности накачки активной сердцевины в лазерных световодах с двойной оболочкой используют волокна с некруглой формой внутренней оболочки (D-образной, прямоугольной, квадратной и др.) (рис. 6.12). Дело в том, что в активных волокнах с двойной обо-

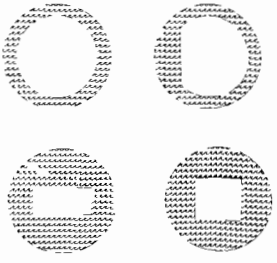


Рис. 6.12. Волокно с различными формами внутренней оболочки

лочкой круглой геометрии внутренней оболочки значительная доля мощности многомодового поля накачки распространяется вне области активной сердцевины и поглощается материалом оболочки. В таблице 6.1 приведены экспериментальные данные о влиянии геометрии внутренней оболочки на эффективность поглощения излучения накачки в лазерном световоде, легированном ионами Yb^{3+}. Световоды имели следующую форму и параметры внутренней оболочки: круглая (диаметр 125 мкм), D-образная с одной сошлифованной гранью (125×100 мкм), прямоугольная (150×75 мкм), квадратная (125×125 мкм).

Таблица 6.1.

Геометрия оболочки	Поглощение накачки на λ = 978 мкм (ДБ/м)
Круглая	0,3 ± 0,05
D-образная	2,2 ± 0,05
Прямоугольная	3,5 ± 0,05
Квадратная	3,3 ± 0,05

Из таблицы видно, что у лазерных световодов некруглой геометрии внутренней оболочки эффективность накачки значительно больше, чем круглой.

Накачка активных световодов может осуществляться не только с торца, как это рассмотрено выше. На рис. 6.13,*а*,*б* представлено две альтернативных схемы введения накачки в лазерное волокно: с использованием V-образных канавок (*а*) и дифракционных решеток (*б*), изготовленных на боковой поверхности световода. Достоинством этих схем является возможность добавления источников накачки по длине активного световода по мере истощения мощности от предыдущего источника.

На рис. 6.14 изображена схема, обеспечивающая накачку, распределенную по длине активного волокна. В ней используется два световода. Один из световодов (активный) имеет сердцевину, легированную рабочими ионами, второй (пассивный) с сердцевиной из высокочистого кварцевого стекла. Излучение накачки от полупроводникового излучателя вводится в пассивный световод. В области контакта световодов происходит перекачка излучения накачки из пассивного световода в активный.

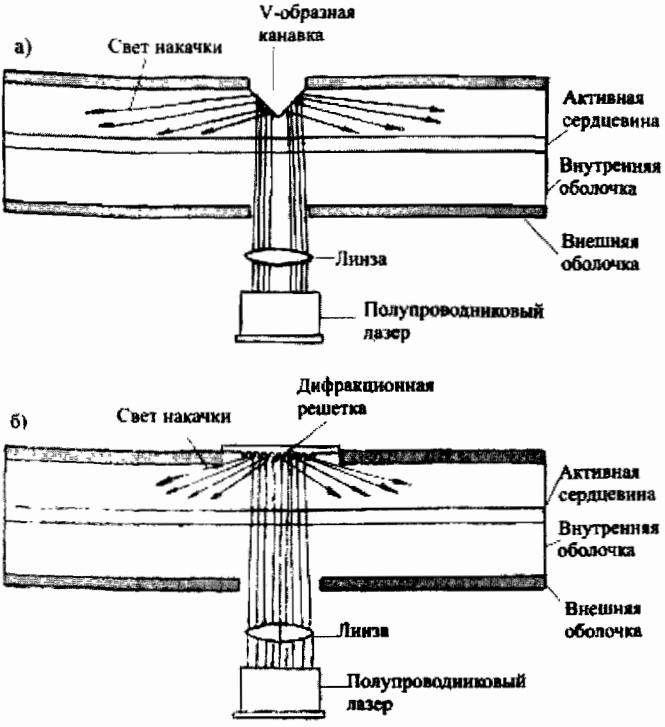


Рис. 6.13. Схемы введения накачки в лазерное волокно: а) с использованием V-образных канавок, б) дифракционных решеток

Перейдем к вопросам практической реализации волоконных лазеров. На рис. 6.15 приведена одна из типовых схем волоконного лазера с накачкой в оболочку световода. Резонатор лазера образован из двух дихроичных плоских зеркал $З_1$ и $З_2$. Они вплотную пристыковываются к торцам активного световода. Для этого торцы световода делаются плоскими путем скалывания. Одно из зеркал $З_1$ (входное для излучения накачки) имеет малый (~1%) коэффициент отражения R на длине волны накачки $\lambda_н$ и $R \approx 99\%$ на длине волны генерации $\lambda_г$. Второе зеркало $З_2$, входное для лазерного излучения, должно иметь обратные характерис-

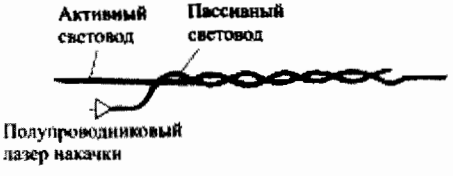


Рис. 6.14. Схема с распределенной по длине волокна накачкой

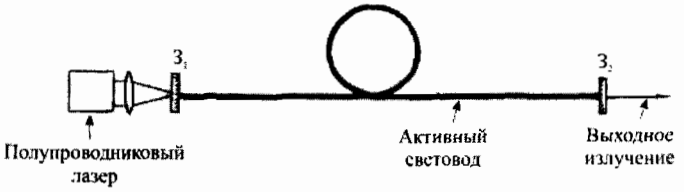


Рис. 6.15. Типовая схема волоконного лазера с накачкой в оболочку световода

тики $R \approx 99\%$ для $\lambda_н$ и $R \approx (2 \div 10)\%$ для $\lambda_г$. Часто выходное зеркало $З_2$ не устанавливают, его заменяет выходной торец лазерного световода, обеспечивающий неселективное ($\approx 4\%$) отражение.

Излучение от полупроводникового лазера накачки линзой фокусируется через зеркало 3 на торец активного световода с двойной оболочкой, обеспечивая в нем необходимую для генерации инверсную населенность.

Для накачки волоконных лазеров специально разработаны полупроводниковые лазеры и полупроводниковые модули, представляющие собой решетки из многих лазерных диодов, излучающие на длинах волн (см. табл. 6.2), соответствующих линиям поглощения активных ионов используемых в них, с выходной мощностью от единиц до десятков и даже сотен ватт.

Длина лазерных световодов колеблется от единиц до нескольких десятков метров. Концентрация активных ионов редкоземельных элементов в них составляет величину несколько единиц на 10^{19} см^3. Поглощение излучения накачки, распространяющегося по оболочке активного световода, составляет обычно единицы дБ/м. Избыточные (не резонансные) потери в оболочке в среднем составляют величину ~50 дБ/км.

Приведенная выше схема волоконного лазера имеет существенный недостаток – наличие в нем объемных элементов: зеркал и линз.

Устранить этот недостаток удалось путем формирования так называемых бреговских зеркал непосредственно в волоконных световодах. Формирование бреговских зеркал в волоконных световодах основано на фоторефрактивном эффекте, состоящем в стабильном изменении показателя преломления материала серцевины световода под действием ультрофиолетового излучения. Бреговское зеркало представляет собой участок волновода длиной в несколько сантимет-

ров, показатель преломления в котором изменяется с периодом порядка длины волны распространяющегося излучения. Такой участок волокна подобен интерференционному зеркалу, в котором, благодаря интерференции волн, возникающих от слоев с разным показателем преломления, обеспечивается селективное отражение. Меняя длину отрезка волокна, на котором записана бреговская решетка, и глубину модуляции показателя преломления, можно регулировать коэффициент отражения такого зеркала в широких пределах (от ~ 99% до единиц %).

На рис. 6.16 приведена схема цельноволоконного лазера. Крестиками (x) отмечены места сварки волокон. Резонатор лазера образован двумя бреговскими зеркалами. Коэффициент отражения первого зеркала на частоте генерации обычно близок к единице (~99%), второго, выходного, от 10% и меньше. Накачка осуществляется полупроводниковым лазером с волоконным выходом.

Как отмечалось выше, в волоконных лазерах в качестве активных частиц, в системе которых создается инверсия населенностей, являются ионы редкоземельных элементов. На рис. 6.17 представлены схемы энергетических уровней ионов редкоземельных элементов, применяемых в волоконных лазерах, с указанием используемых оптических излучательных (прямые стрелки) и безизлучательных (волнистые стрелки) переходов. В таблице 6.2 даны сведения о спектральных областях люминесценции (генерации) и длинах волн излучения накачки активных сред, легированных различными редкоземельными элементами.

Из таблицы видно, что излучение волоконных лазеров лежит в диапазоне длин волн (0,92÷2,1) мкм.

Таблица 6.2

Активный ион	Длина волны излучения накачки (мкм)	Область люминесценции, генерации (мкм)
Неодима Nd^{3+}	0,8	λ_1 = 0,92÷0,94 λ_2 = 1,06÷1,1 λ_3 = 1,34
Гольмия Ho^{3+}	1,15	1,9÷2,1
Эрбия Er^{3+}	1,53	1,53 ÷ 2,6
Тулия Tm^{3+}	0,783	1,7÷1,9
Эттербия Yb^{3+}	0,976; 0,915	0,98÷1,16

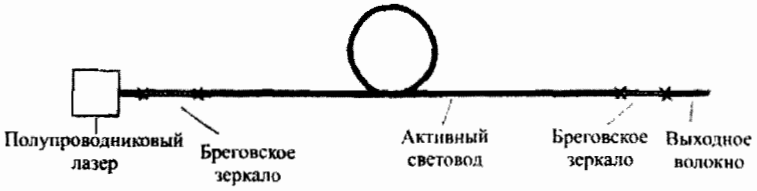


Рис. 6.16. Схема цельноволоконного лазера

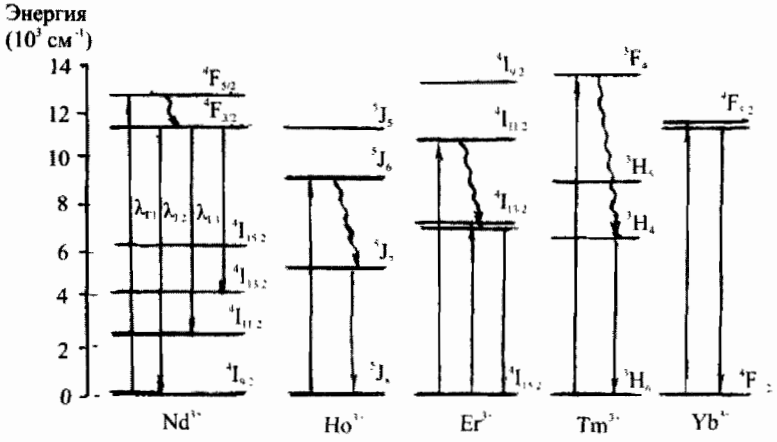


Рис. 6.17. Схемы энергетических уровней ионов редкоземельных элементов, применяемых в волоконных лазерах

Что касается характеристик волоконных лазеров, выполненных на световодах, легированных разными активными ионами, то общим для них является линейная зависимость мощности генерации от мощности накачки (рис. 6.18). Частота генерации и ширина спектра излучения, как и всех других лазеров, естественно индивидуальны и определяются люминесцентными свойствами используемых активных сред, параметрами резонатора и т. д.

В настоящее время разработаны непрерывные волоконные лазеры в чисто волоконном исполнении (с бреговскими зеркалами) с выходной мощностью до десятков Ватт. При использовании объемных зеркал мощность одномодовых волоконных лазеров составляет ≈ 100 Вт. Получение большей мощности с использованием одномодового волокна ограничивается возникновением оптического пробоя волокна. Используя суммирования мощностей набора таких лазеров в единый жгут, создают лазеры с выходной мощностью несколько киловатт.

Коэффициент полезного действия (КПД) волоконных лазеров зависит от КПД используемых лазеров накачки, эффективности ввода излучения накачки в активное волокно, его параметров, квантовой эффективности рабочего перехода активных частиц. Для иттербиевых и эрбиевых волоконных лазеров, имеющих высокую квантовую эффективность рабочего перехода (≈ 100%), КПД достигает величин ≈ 30%. КПД других волоконных лазеров меньше.

Рис. 6.18. Зависимость мощности генерации волоконного лазера от мощности накачки

Основная область применения мощных волоконных лазеров – это обработка материалов и медицина.

Очень важное применение активные световоды, легированные ионами эрбия, нашли в системах оптической волоконной связи в качестве источников и усилителей сигнала.

Это связано с тем, что линия люминесценции таких световодов (занимает область 1,55–1,56 мкм), совпадает со спектральной областью минимальных оптических потерь волоконных световодов, изготовленных на основе кварцевого стекла и используемых в оптических линиях связи.

ГЛАВА 7

ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

В газовых лазерах, как следует из названия, активной усиливающей средой является газ. Рабочими частицами, переходы между энергетическими состояниями которых определяют генерацию, служат атомы, ионы или молекулы, поэтому, соответственно, различают атомные, молекулярные и ионные лазеры.

В настоящее время известно большое число методов получения инверсии населенностей в газовых средах, использующих электрический разряд, энергию химических реакций, оптическую накачку и т.д.

Наиболее часто инверсия в газовых лазерах осуществляется с помощью электрического разряда, создаваемого непосредственно в самой рабочей среде. К избыточной населенности верхних энергетических уровней в газовых газоразрядных лазерах приводят следующие процессы:

1. Неупругие столкновения электронов с частицами газа (соударения первого рода), сопровождаемые передачей кинетической энергии движения электронов частицам, которые переходят в возбужденное состояние. Символически такой процесс обозначают следующим образом:

$$\bar{e} + A \rightarrow A^{*} + e. \qquad (7.1)$$

Соударения первого рода приводят не только к прямому возбуждению, но и определяют ступенчатое возбуждение частиц. При неупругих столкновениях электрона $\bar{e}$ с возбужденной частицей A^{*} последняя переводится в более высокое энергетическое состояние A^{**}.

$$\bar{e} + A^{*} \rightarrow A^{**} + e.$$

Процессы возбуждения частиц путем электронных неупругих ударений первого рода играют основную роль во всех разрядных лазерах.

2. Соударения второго рода между разнородными атомами смеси двух газов. При соударении атомов, один из которых (A^{*}) находится в возбужденном состоянии, а другой (B) – в основном, происходит пе-

редача возбуждения от первого атома ко второму. При этом первоначально возбужденный атом переходит в основное состояние, а партнер по соударению – в возбужденное:

$$A^* + B \rightarrow A + B^*. \qquad (7.2)$$

Этот процесс протекает эффективно лишь в случае, если энергии возбужденных состояний взаимодействующих атомов совпадают с точностью до величин порядка kT (T – температура газовой смеси). Примером газового оптического квантового генератора, в котором используется механизм (7.2), является широко применяемый гелий-неоновый лазер.

3. Неупругие атомно-молекулярные соударения, приводящие к диссоциации молекул с переходом одного из атомов в возбужденное состояние:

$$A^* + B_2 \rightarrow A + B_2^* \rightarrow A + B + B^*.$$

В процессе неупругого столкновения атома с молекулой последняя переходит из основного состояния B_2 в одно из высоколежащих возбужденных неустойчивых состояний B_2^* с силами отталкивания, из которого она диссоциирует на атом в основном и атом в возбужденном состояниях. Обычно существует несколько неустойчивых, отличающихся по энергии в пределах единиц электронвольт молекулярных состояний, из которых молекула диссоциирует с образованием одного и того же возбужденного состояния атома. Поэтому, в отличие от механизма, описываемого равенством (7.2) и требующего точного совпадения энергии возбужденных состояний взаимодействующих частиц, метод диссоциации такого совпадения не требует. В связи с этим существует большой класс систем, в которых используется передача энергии благодаря диссоциации.

Примером газовых лазеров, механизм инверсии в которых связан с диссоциацией молекул, могут служить лазеры на смеси неона с кислородом, аргона с кислородом и других газов.

Неупругие соударения возбужденных атомов с молекулами – не единственный способ диссоциации молекул. Весьма эффективным является метод фотодиссоциации. Молекулярная фотодиссоциация с образованием возбужденных атомов может быть описана выражением

$$AB + h\nu \rightarrow A^{*} + B.$$

Спектральная характеристика фотодиссоциации молекул обычно имеет широкую полосу (несколько сотен ангстрем), что весьма выгодно с точки зрения эффективности использования источников излучения накачки. В качестве примера лазера, в котором для создания инверсии населенностей используется метод фотодиссоциации, может служить лазер на молекулах CF_3J, где возбуждение атомов йода в состояние $^2P_{1/2}$ осуществляется посредством реакции $CF_3J + h\nu \rightarrow CF_3 + J(^2P_{1/2})$. Молекулы CF_3J имеют полосу поглощения в ультрафиолетовой области с центром вблизи 265 нм и полушириной 33 нм.

Явление фотодиссоциации частиц сопровождается химическими реакциями, в результате чего образование возбужденных состояний происходит за счет энергии химических связей. Лазеры, в которых для возбуждения используется энергия химических реакций, называют химическими.

7.1. Гелий-неоновый лазер

Гелий-неоновый лазер – первый практически осуществленный газовый оптический квантовый генератор. Благодаря своей простоте, надежности и удобству работы в видимой части спектрального диапазона, он получил широкое распространение. Гелий-неоновые лазеры серийно выпускает наша промышленность.

Механизм создания инверсии населенностей. Рабочими частицами гелий-неонового лазера, индуцированные переходы между состояниями которых определяют генерацию колебаний, являются атомы неона. Атомы возбуждаются посредством газового разряда. В основе механизма создания инверсии населенностей лежит явление резонансной передачи энергии при неупругих соударениях атома гелия неону.

На рис. 7.1 приведены энергетические уровни атомов гелия неона, имеющие отношение к работе лазера. Основное состояние атомов гелия и неона – $^1S_0$. Нижние возбужденные состояния гелия 2^3S_1 и 2^1S_0 являются метастабильными, так как оптические переходы $2^1S_0 \rightarrow {}^1S_0$ и $2^3S_1 \rightarrow {}^1S_0$ запрещены (первый переход запрещен, поскольку в начальном и конечном состояниях квантовое число

$J = 0$, а второй – как интеркомбинационный*. Времена жизни состояний 2^1S_0 и 2^3S_1 – порядка 10^{-3} с.

В основном состоянии $^1S_0$ неона десять электронов образуют устойчивую электронную конфигурацию $1s^2 2s^2 2p^6$. Нижние возбужденные состояния неона определяются переводом одного из электронов внешней $2p^6$-оболочки на более высокие s- и p-оболочки. Так, при переводе одного электрона на оболочку $3s$ электронная конфигурация атома приобретает вид $1s^2 2s^2 2p^5 3s$, которой соответствуют четыре энергетических близко расположенных возбужденных уровня. Следующим возбужденным состояниям в порядке возрастания энергии соответствуют электронные конфигурации $1s^2 2s^2 2p^5 3p$ (10 близко расположенных уровней), $1s^2 2s^2 2p^5 4s$ (4 уровня) и т. д. На рис. 7.1 для уровней неона использованы обозначения Пашена.

Важная особенность системы уровней Ne–He состоит в практическом совпадении метастабильных уровней гелия 2^3S_1 и 2^1S_0 с уровнями состояний $3s_2$ и $2s_2$ неона. Это обеспечивает большую вероятность передачи энергии при столкновениях возбужденных атомов гелия с невозбужденными атомами неона.

Инверсия населенностей в гелий-неоновом лазере создается в два этапа. Сначала в результате газового разряда происходит заселение состояний 2^1S_0 и 2^3S_1 гелия посредством неупругих ударов электронов:

$$\bar{e} + \mathrm{He}\left(^1S_0\right) \to \mathrm{He}\left(2^1S_0\right) + e;$$

$$\bar{e} + \mathrm{He}\left(^1S_0\right) \to \mathrm{He}\left(2^3S_1\right) + e.$$

Затем, вследствие неупругих соударений второго рода между возбужденными атомами гелия и атомами неона, находящимися в основном состоянии, осуществляется возбуждение атомов неона в состояния $3s$ и $2s$

$$\begin{aligned} &\mathrm{He}\left(2^1S_0\right) + \mathrm{Ne}\left(^1S_0\right) \to \mathrm{He}\left(^1S_0\right) + \mathrm{Ne}(2s); \\ &\mathrm{He}\left(2^3S_1\right) + \mathrm{Ne}\left(^1S_0\right) \to \mathrm{He}\left(^1S_0\right) + \mathrm{Ne}(3s). \end{aligned} \tag{7.3}$$

---

* Дипольное излучение удовлетворяет следующим правилам отбора для квантовых чисел J и S: а) $\Delta J = 0, \pm 1$, причем переход $\Delta J = 0$ запрещен, если $J = 0$; б) $\Delta S = 0$. Правило "б" запрещает переходы между уровнями различной мультиплетности, т. е. интеркомбинационные переходы.

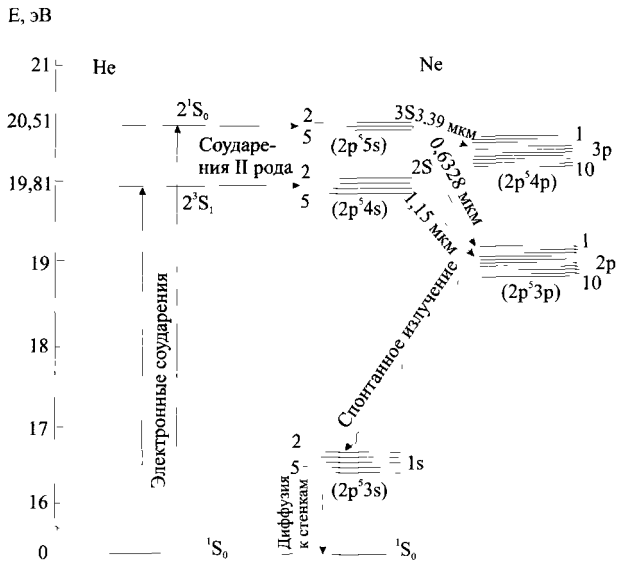


Рис. 7.1. Схема энергетических уровней атомов гелия и неона

Так как уровни 2^3S_1 и 2^1S_0 являются метастабильными и концентрация гелия выбирается в несколько раз выше концентрации неона, то в разряде в результате неупругих электронных ударов создается относительно большее число возбужденных атомов $He(2^3S_1)$ и $He(2^3S_0)$. Это способствует, благодаря процессу (7.3), направленному избирательному заселению уровней $3s$ и $2s$ неона.

Существенную роль в увеличении населенностей уровней $3s$ и $2s$ неона играют неупругие соударения электронов и невозбужденных атомов неона:

$$\bar{e} + Ne(^1S_0) \rightarrow Ne(2s) + e;$$
$$\bar{e} + Ne(^1S_0) \rightarrow Ne(3s) + e;$$

В результате указанных процессов создается инверсия населенностей уровней $3s$ по отношению к уровням $2p$ и $3p$, также уровней $2s$ к уровням $2p$. Из всех возможных переходов этой системы уровней наиболее благоприятными для генерации оказываются переходы $2s_2 \rightarrow 2p_4$ ($\lambda = 1152{,}3$ нм), $3s_2 \rightarrow 3p_4$ ($\lambda = 3394{,}2$ нм), и $3s_2 \rightarrow 2p_4$ ($\lambda = 632{,}8$ нм).

Нижние рабочие состояния $2p$ и $3p$ имеют время жизни, примерно на порядок меньше, чем $2s$ и $3s$ состояния, что обеспечивает возможность непрерывного режима генерации.

Нижние рабочие уровни $2p$ и $3p$ очищаются за счет спонтанных переходов атомов в метастабильное состояние $1s$, откуда атомы переходят в основное состояние главным образом благодаря соударениям со стенками газоразрядной трубки.

Большое влияние на работу лазера оказывает процесс ступенчатого возбуждения, при котором атомы неона из состояния $1s$ под действием неупругих электронных столкновений переходят в состояния $2p$ и $3p$:

$$\begin{aligned} &\bar{e} + \mathrm{Ne}(1s) \rightarrow \mathrm{Ne}(2p) + e; \\ &\bar{e} + \mathrm{Ne}(1s) \rightarrow \mathrm{Ne}(3p) + e. \end{aligned} \qquad (7.4)$$

В результате процессов (7.4) увеличивается населенность нижних рабочих уровней, уменьшается величина инверсии населенностей и, следовательно, генерируемая мощность. Они, естественно, играют существенную роль в режиме только тогда, когда плотность атомов, находящихся в $1s$ состоянии, достаточно велика (например, при больших плотностях тока разряда).

Устройство гелий-неонового лазера. Газовый лазер (рис. 7.2) состоит из двух основных частей: открытого резонатора, образованного зеркалами 31 и 32, и газоразрядной камеры, заполненной рабочей смесью газов.

Газоразрядная камера представляет собой кварцевую или стеклянную трубку (обычно длиной от единиц дециметров до 1,5–2 м и диаметром до 5–8 мм), с торцов закрытую плоско-параллельными оптическими окнами, наклоненными под углом Брюстера к оси трубки. Такие окна имеют пренебрежимо малые потери энергии на отра-

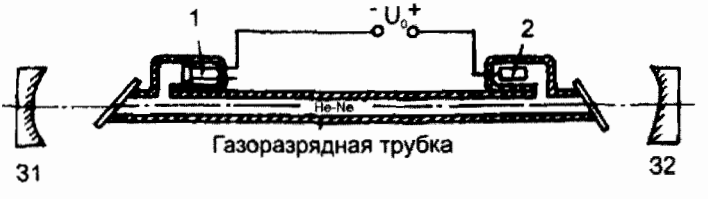


Рис. 7.2. Устройство He-Ne-лазера

жение для волны, поляризованной в плоскости падения, и делают практически невозможной генерацию излучения, поляризованного в перпендикулярной плоскости.

Иногда зеркала укрепляют на концах газоразрядной трубки, что, однако, значительно усложняет конструкцию вакуумной части лазера (необходимо использовать сильфоны для юстировки зеркал) и создает технические трудности для смены зеркал, изменения расстояния между ними, введения в резонатор дополнительных элементов (диафрагм, линз и т. п.). Поэтому конструкции лазера с внутренними зеркалами применяют редко, главным образом тогда, когда необходимо получить генерацию с произвольной поляризацией излучения.

Газоразрядная трубка заполняется рабочей смесью гелия и неона с общим давлением 1 мм рт. ст. Перед напуском рабочей смеси производят тщательную откачку с интенсивным нагревом трубки. Для устранения оставшихся после откачки и выделяющихся в процессе работы газов перед отпайкой в трубку вводят геттер (обычно барий), активно поглощающий кислород, водород, азот и другие газы, но не вступающий в соединение с гелием и неоном.

Исследования показывают, что усиление активной среды в гелий-неоновом лазере невелико и составляет несколько процентов на 1 метр (например, для перехода $3s_2 - 2p_4$ ($\lambda = 0{,}6328$ мкм) оно не превышает 4% на метр, для перехода $2s_2 - 2p_4$ ($\lambda = 1{,}152$ мкм) – 12%). Поэтому в резонаторах гелий-неонового лазера используют зеркала с коэффициентом отражения, близким к единице и отличающимся от нее на доли и единицы процентов, т. е., главным образом, зеркала с интерференционными покрытиями. Малый коэффициент усиления активной среды налагает жесткие требования на точность юстировки зеркал резонатора. Так, непараллельность плоских зеркал всего в несколько угловых секунд существенно сказывается на выходной мощности лазера. Гораздо менее критичны к юстировке резонаторы со сферическими зеркалами. Обычно поворот сферических зеркал от оптимального положения в пределах нескольких угловых минут мало влияет на величину выходной мощности лазера. Поэтому чаще всего в газовых лазерах используют резонаторы со сферическими зеркалами.

Для возбуждения газовой смеси применяют либо разряд на постоянном токе, либо высокочастотный разряд. В первом случае в газоразрядную трубку (см. рис. 7.2) вводят электроды – анод 2 и катод 1.

Напряжение питания, в зависимости от длины разрядного промежутка, составляет от нескольких сотен вольт до двух-трех киловольт, ток разряда – несколько десятков миллиампер. Высокочастотный разряд возбуждается радиочастотным генератором с мощностью от десятков до сотен ватт, напряжение от которого подводится к внешним кольцевым электродам, накладываемым на трубку.

Основные характеристики. Мощность генерации лазера зависит от парциальных давлений гелия и неона, размеров газоразрядной трубки, от тока (мощности) разряда. На рис. 7.3 представлена зависимость мощности генерации $P_{вых}$ от давления неона при различных давлениях гелия. Она растет с увеличением парциального давления гелия и неона, достигая максимума при общем давлении, близком к 1 мм рт. ст., затем уменьшается. Рост мощности с повышением давления гелия объясняется увеличением концентрации атомов Не, находящихся в метастабильном состоянии, что благодаря процессу (7.3) резонансной передачи энергии атомам неона ведет к росту инверсии населенностей рабочей пары уровней и, следовательно, мощности генерации. При больших давлениях газовой смеси время свободного пробега электронов снижается настолько, что они не успевают достаточно ускориться в электрическом поле и приобрести необходимую энергию. Поэтому эффективность возбуждения атомов уменьшается. Мощность генерации существенно зависит от соотношения парциальных давлений гелия и неона в газовой смеси. Как показывают исследования, для генерации на переходе $3s_2 \to 2p_4$ ($\lambda = 0{,}6328$ мкм) оптимальное соотношение для неона и гелия равно 1:5, а для перехода $2s_2 \to 2p_4$ ($\lambda = 1{,}15$ мкм) оно составляет 1:10 при общем давлении смеси ~1 мм рт. ст.

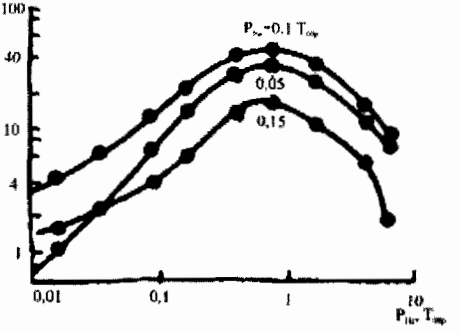


Рис. 7.3. Зависимость выходной мощности лазера от давления гелия в газоразрядной трубке

Важным условием получения максимальной выходной мощности лазера является выбор оптимального диаметра газоразрядной трубки. С одной стороны, увеличение диаметра трубки, а значит, и объема активной среды должно приводить к росту мощности генерации.

С другой, чрезмерное увеличение диаметра трубки обусловливает уменьшение инверсии населенностей рабочей пары уровней. Это связано с тем, что в процессе генерации опустошение нижнего рабочего уровня $2p_4$ происходит посредством каскадных переходов на метастабильный уровень $1s$, с которого атомы возвращаются в основное состояние главным образом под влиянием соударений со стенками трубки. Чем больше радиус трубки, тем больше время диффузии атомов неона к стенкам, а значит, и время их жизни в состоянии $1s$. В результате на уровне $1s$ скапливаются атомы, откуда они вследствие электронного возбуждения переходят в состояния $2p$ и $3p$, тем самым снижая инверсию населенностей. Экспериментально установлено, что оптимальный диаметр трубок длиной 1 м составляет 7–8 мм. Для трубок меньшей длины он оказывается соответственно меньше.

Типичная для гелий-неонового лазера зависимость выходной мощности $P_{\text{вых}}$ от тока разряда I (мощности разряда) приведена на рис. 7.4. Характер этой зависимости полностью определяется механизмом возбуждения гелий-неоновой смеси. С повышением разрядного тока возрастает концентрация электронов в плазме и увеличиваются населенности всех возбужденных состояний атомов гелия и неона, особенно благодаря процессу (7.3) $2s$ и $3s$ состояний. Поэтому мощность генерации с усилением тока растет. По мере дальнейшего увеличения тока рост инверсии из-за интенсивного заселения нижних рабочих уровней $2p$ и $3p$ в результате процесса (7.4) ступенчатого возбуждения через метастабильный уровень начинает замедляться. При больших разрядных токах (> 100 мА) концентрация атомов неона в долгоживущем метастабильном состоянии $1s$ становится настолько высокой, что ступенчатое заселение уровней $2p$ и $3p$ приводит к уменьшению инверсной заселенности рабочей пары уровней и, как следствие, падению мощности генерации.

Оптимальный ток разряда для разных лазеров лежит в пределах 20–80 мА. Исследования показывают, что в оптимальном режиме удельная мощность (мощность с единицы длины разрядной трубки) генерации составляет 30 мВт/м для перехода $3s_2-2p_4$ ($\lambda=0{,}6328$ мкм), 50 мВт/м – для $2s_2-2p_4$ ($\lambda=1{,}152$ мкм) и 100 мВт/м – для $3s_2-3p_4$ ($\lambda=3{,}394$ мкм).

Коэффициент полезного действия гелий-неонового лазера составляет доли процента. Столь низкий КПД объясняется малой квантовой эффективностью рабочих переходов атомов неона и несовер-

шенством процесса их возбуждения. Квантовая эффективность рабочего перехода – это отношение энергии излучаемого фотона к энергии, которая сообщается частице для возбуждения ее до верхнего рабочего уровня. Иными словами, квантовая эффективность показывает, какая доля энергии, затраченная на возбуждение частиц, переходит в энергию генерации. Очевидно, что квантовая эффективность рабочего перехода определяет теоретическое предельное значение КПД лазера. Для атомов неона энергия верхнего рабочего уровня составляет 20 эВ, а энергия фотона генерации при $\lambda = 0{,}6328$ мкм равна 2 эВ. Следовательно, квантовая эффективность $\eta = 10\%$. Таким образом, в когерентное излучение может быть преобразовано лишь 10% общей энергии, сообщенной атому.

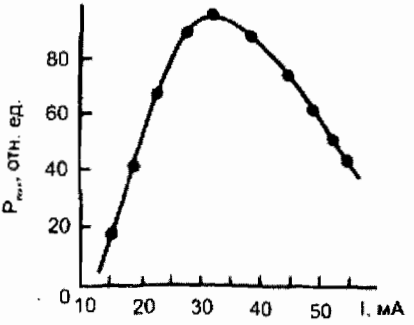


Рис. 7.4. Зависимость выходной мощности лазера от разрядного тока трубки

С другой стороны, в процессе возбуждения атома Ne до верхнего рабочего уровня эффективно могут участвовать только те электроны, энергия которых превышает 20 эВ. Поскольку в гелий-неоновой плазме наиболее вероятная энергия электронов составляет 6–8 эВ, то для возбуждения верхнего рабочего уровня используется лишь небольшая часть энергии, затрачиваемой на поддержание газового разряда. Поэтому КПД гелий-неонового лазера значительно ниже квантовой эффективности и составляет доли процента.

Спектр излучения гелий-неонового лазера состоит из отдельных линий, соответствующих продольным и поперечным типам колебаний используемого открытого резонатора. Общая ширина спектра генерации определяется шириной линии усиления активной среды лазера. Линия усиления активной среды гелий-неонового лазера обусловлена эффектом Доплера, а ее ширина $\Delta\nu_y$ растет с увеличением интенсивности накачки. Для перехода с длиной волны $\lambda = 0{,}6328$ мкм она достигает 2000 МГц, для $\lambda = 1{,}15$ мкм $\Delta\nu_y = 1000$ МГц, для $\lambda = 3{,}394$ мкм $\Delta\nu_y = 400$ МГц. При длине резонатора 1 м в лазере может генерироваться на длине волны $\lambda = 0{,}6328$ мкм до 10–12, на $\lambda = 1{,}15$ мкм – до 5–6 продольных типов колебаний.

Применяя специальные методы селекции типов колебаний (см. раздел 11.3), можно получить генерацию в гелий-неоновом лазере на одной частоте.

7.2. Аргоновый лазер

В отличие от атомных лазеров, где используются переходы между возбужденными состояниями атомов, к которым относится рассмотренный гелий-неоновый лазер, в ионных лазерах рабочий переход соответствует возбужденным уровням ионов. В настоящее время ионный лазер – один из наиболее мощных газовых лазеров, излучение которых лежит в видимой области спектра. Это связано с особенностями структуры энергетических уровней ионов и механизмом создания инверсии населенностей, которая осуществляется газовым разрядом. Так как рабочими частицами в ионных лазерах являются ионы, то газовая плазма разряда должна быть высокоионизированной. Поэтому в таких лазерах используется дуговой разряд, отличающийся повышенной степенью ионизации.

Характерным представителем ионных лазеров является аргоновый ионный лазер, наиболее изученный и разработанный. В настоящее время налажен их промышленный выпуск.

Механизм возбуждения. На рис. 7.5 приведена упрощенная диаграмма нижних состояний ионов аргона. В основном состоянии атом аргона имеет электронную конфигурацию $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$. Первое возбужденное состояние атома Ar соответствует переводу одного из внешних электронов на $4s$-оболочку. При однократной ионизации аргона получается конфигурация $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^5$, которой соответствуют два уровня. Перевод одного из электронов с $3p^5$-оболочки иона аргона на оболочку $4s$ дает пять энерге-

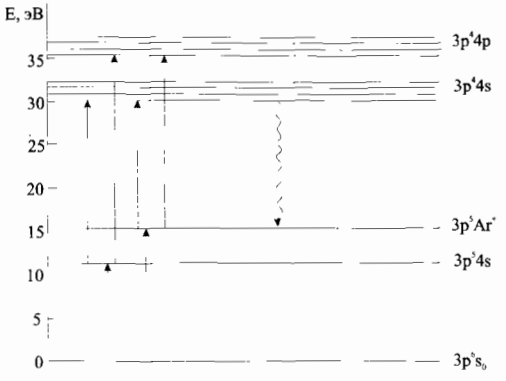


Рис. 7.5. Энергетическая диаграмма нижних состояний ионов аргона

тических уровней, а возбуждение электрона с $3p^5$-оболочки на $4s$-оболочку ведет к образованию 13 уровней.

Генерация в аргоновых лазерах осуществляется на переходах между состояниями иона Ar^+ с электронной конфигурацией $3p^4 4p$ и $3p^4 4s$. Инверсия населенностей обеспечивается процессами ступенчатого электронного возбуждения и разным временем жизни верхних и нижних рабочих уровней. В аргоновой плазме с большой эффективностью идет процесс образования возбужденных атомов и ионов посредством электронных соударений:

$$Ar(3p^6)+\bar{e} \rightarrow Ar^{*}(3p^5 4s)+e;$$
$$Ar(3p^6)+\bar{e} \rightarrow Ar^{+}(3p^5)+2e.$$

Далее повторные соударения с электронами приводят к образованию возбужденных ионов с электронными конфигурациями $3p^4 4p$ и $3p^4 4s$.

$$Ar^{+}(3p^5)+\bar{e} \rightarrow Ar^{+}(3p^4 4p)+e;$$
$$Ar^{+}(3p^5)+\bar{e} \rightarrow Ar^{+}(3p^5 4s)+e;$$
$$Ar^{*}(3p^5 4s)+\bar{e} \rightarrow Ar^{+}(3p^4 4p)+2e;$$
$$Ar^{*}(3p^5 4s)+\bar{e} \rightarrow Ar^{+}(3p^5 4s)+2e.$$

Кроме того, рабочие уровни заселяются за счет ступенчатых переходов через уровни состояний ионов с электронной конфигурацией $3p^4 4d$ и $3p^4 3s$ (эта система уровней на диаграмме рис. 7.5 не изображена).

Согласно исследованиям, скорость заселения верхних и нижних уровней благодаря указанным процессам оказывается примерно одинаковой. Инверсия населенностей образуется лишь вследствие того, что время жизни уровней с электронной конфигурацией $3p^4 4s$ меньше времени жизни уровней $3p^4 4p$ примерно в 25 раз. Нижние рабочие уровни $3p^4 4s$ опустошаются за счет спонтанных переходов в основное состояние ионов с излучением в области вакуумного ультрафиолета. Наибольшую инверсию населенностей получают для переходов $4p^2 D^0_{5/2} \rightarrow 4s^2 P_{3/2}$.

Устройство аргоновых лазеров. Аргоновый лазер (рис. 7.6,*а)* отличается от гелий-неонового лишь конструкцией газоразрядной трубки. Как уже отмечалось, в ионных лазерах используется сильноточный дуговой разряд, обеспечивающий высокую степень ионизации газа. Для генерации необходимы плотности тока разряда порядка нескольких сотен ампер на 1 см^2. Разряд происходит в узкой капиллярной трубке 3, охлаждаемой водой 1. В разрядном капилляре устанавливается рабочее давление аргона в несколько десятых долей миллиметра ртутного столба. Электроды трубки должны быть рассчитаны на разрядные токи до сотен ампер и иметь высокую стойкость к электронной и ионной бомбардировке. Анод 2 обычно охлаждают водой. Применяют часто оксидные катоды 5. Хорошо зарекомендовали себя импрегнированные катоды, представляющие пористую вольфрамовую губку, пропитанную алюминатом бария или кальция. Такие катоды обладают большой удельной эмиссией, превышающей во много раз оксидные катоды. Они не теряют своей эмиссионной способности при многократных нарушениях вакуума в трубке.

При мощном дуговом разряде происходит процесс перекачки газа от анодного конца трубки к катодному, в результате чего образуется перепад давления и разряд гаснет. Для выравнивания давления по длине капилляра катодную и анодную колбы соединяют обводным каналом 6, обеспечивающим свободную циркуляцию газа.

Разрядный капилляр должен выдерживать высокие тепловые нагрузки (сотни Вт/см^2) и ионную бомбардировку. Капилляр часто вы-

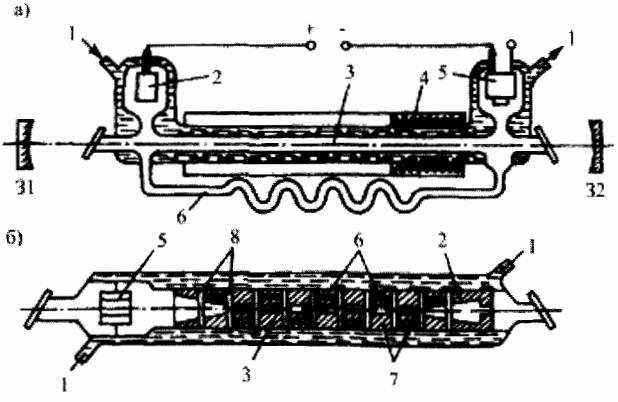


Рис. 7.6. Устройство аргонового лазера с кварцевым капилляром (а) и капилляром из керамики (б)

полняют из кварца. Он термостоек, имеет хорошие электроизоляционные свойства и устойчив к эрозии. Изготовление разрядных трубок из кварца не представляет технологических трудностей. Обычно используют разрядные трубки диаметром от 1 до 15–20 мм и длиной от 10 см до нескольких метров. Существенный недостаток кварца – малая теплопроводность, которая ограничивает плотность разрядного тока (примерно сотни ампер на 1 см^2) в лазерах непрерывного действия. Кварцевые капилляры не обеспечивают длительную работу лазера при больших мощностях. Срок службы кварцевых капилляров достигает нескольких сотен часов. При плотностях тока ~500 А/см^2 и более они практически непригодны для работы. В этом случае в качестве материала для разрядных капилляров используют различную тугоплавкую керамику и анодированный алюминий. Разрядные капилляры из керамики значительно долговечнее, обладают более высокой теплопроводностью, чем плавленый кварц.

Проблема создания стойких разрядных трубок для аргоновых лазеров во многом решается путем использования секционированных разрядных трубок, состоящих из металлических шайб 7 тугоплавкого материала (молибден, тантал, графит, BeO-керамика), разделенных диэлектрическими изоляционными кольцами 8 (из кварца, резины) (см. рис. 7.6,*б*). В ряде стран выпускаются лазеры с капиллярами из тугоплавких керамик и секционированными разрядными трубками на мощность 3–10 Вт и выше. Срок службы таких трубок составляет тысячи часов.

Разработки ионных аргоновых лазеров привели к оригинальному решению проблемы создания дугового разряда высокочастотными полями. На рис. 7.7 приведена схема аргонового лазера с высокочастотным питанием 1. Замкнутая кольцевая трубка 2 лазера служит как бы одновитковой вторичной обмоткой высокочастотного трансформатора 3. Для питания используется генератор с частотой в несколько мегагерц. Высокочастотное возбуждение снижает эрозию кварцевого капилляра, прекращает жестчение газа, существенно уменьшает шумы излучения (в случае дуги постоянного тока излучение лазера часто носит отпечаток разрядных явлений, происходящих в плазме). Снижение эрозии, по-видимому, связано с тем, что ионы не успевают приобрести значительную скорость при движении в высокочастотном поле. Отсутствие металлических электродов в лазерах с высокочастотным возбуждением позволяет применять химически активные

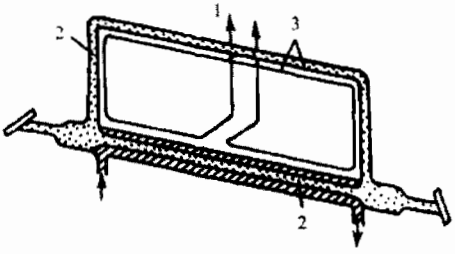


Рис. 7.7. Устройство аргонового лазера с высокочастотным возбуждением разряда

газы (в таком разряде получена генерация на ионах мышьяка, брома, селена).

Практически в большинстве ионных аргоновых лазеров используется наложение внешнего продольного магнитного поля на разряд, приводящее к существенному увеличению мощности генерации. Магнитное поле создается соленоидами (см. 4 на рис. 7.6,*а*) или постоянными магнитами. Оно сжимает разряд к оси трубки, повышает концентрацию электронов в центре капилляра, уменьшает поток заряженных частиц на его стенки. Последнее снижает тепловые нагрузки на капилляр и тем самым увеличивает срок его службы. Магнитное поле соленоида составляет ~1 кЭ.

Экспериментальные характеристики и параметры. Важное значение при эксплуатации и разработке аргоновых лазеров имеет определение их оптимального режима работы, соответствующего наибольшей выходной мощности. Мощность генерации зависит от тока разряда, давления газа, размеров разрядного капилляра, величины магнитного поля и т. д.

Зависимость выходной мощности лазера с разрядной трубкой диаметром 10 мм от давления аргона при равных величинах разрядного тока (рис. 7.8) показывает, что существует оптимальное давление, соответствующее максимальной мощности. При малых давлениях концентрация ионов незначительна и мощность излучения оказывается небольшой. При высоких давлениях концентрация ионов велика, но мала длина свободного пробега электронов и, следовательно, мала их энергия. Это ведет к снижению эффективности возбуждения ионов при соударениях с электронами, вследствие чего инверсия, а

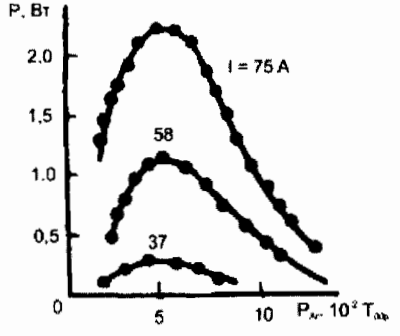


Рис. 7.8. Зависимость выходной мощности аргонового лазера от давления аргона в газоразрядной трубке

значит, и мощность излучения оказываются незначительными. На оптимальное давление влияет диаметр разрядной трубки: оно растет с уменьшением диаметра. Экспериментально установлено, что величина оптимального давления $P_{опт}$ в зависимости от диаметра трубки D определяется при $jD = 100$ А/см (j – плотность тока разряда) соотношением $P_{опт} = 0{,}05D^{-1}$ (мм рт. ст.), где D выражено в сантиметрах. Для реально используемых трубок $D = 0{,}1...1{,}5$ см, $P_{опт} = 1...0{,}03$ мм рт. ст.

На рис. 7.9 показана зависимость выходной мощности от тока лазера с разрядной трубкой диаметром 10 мм и длиной 100 см. Как видно, мощность генерации при токах выше порогового растет пропорционально квадрату силы тока. Квадратичная зависимость мощности от тока характерна для всех аргоновых лазеров. Она объясняется ступенчатым процессом механизма возбуждения ионов из основного состояния атомов. Лишь при очень больших плотностях тока (более 1000 А/см²) мощность излучения с увеличением тока перестает расти, наступает насыщение и далее она уменьшается.

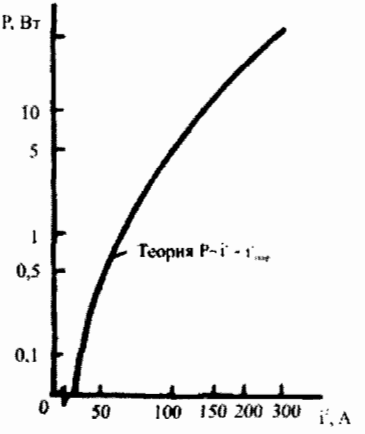


Рис. 7.9. Зависимость выходной мощности аргонового лазера от разрядного тока трубки

Однако такого режима трудно достигнуть из-за разрушения разрядных капилляров. Насыщение мощности излучения с ростом тока, по-видимому, связано с эффектом пленения излучения. Инверсия населенностей, как показано выше, в аргоновых лазерах обеспечивается за счет опустошения нижнего рабочего уровня $3p^4 4s$ интенсивными спонтанными переходами ионов в основное ионное состояние. Спонтанное излучение, распространяясь в плазме, частично поглощается невозбужденными ионами, что приводит к переводу их с уровня $3p^5$ на уровень $3p^4 4s$. При высокой концентрации ионов каждому спонтанному переходу $3p^4 4s \to 3p^5$ соответствует акт поглощения, ведущий к возвращению иона в возбужденное состояние $3p^4 4s$. Происходит как бы увеличение эффективного времени жизни частиц в $3p^4 4s$-состоянии, что обусловливает уменьшение инверсии населенностей и, как следствие этого, паде-

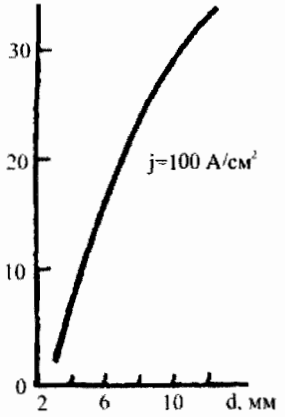


Рис. 7.10. Зависимость выходной мощности аргонового лазера от диаметра газоразрядной трубки

ние мощности генерации. Удельная мощность генерации вблизи режима насыщения достигает 2,5 Вт/см.

Большой практический интерес представляет зависимость мощности генерации от диаметра разрядной трубки (рис. 7.10). Удельная мощность генерации растет с увеличением диаметра разрядной трубки. Поэтому для получения высокой мощности выгоднее использовать разрядные трубки увеличенного диаметра (до 10–15 мм). Однако при этом достаточно сложно получить равномерный разряд по всей площади: требуются мощные катоды, обеспечивающие большие токи эмиссии (сотни ампер). В настоящее время в аргоновом лазере с трубками диаметром 10–15 мм достигнута мощность генерации ≈ 500 Вт.

При создании мощных аргоновых лазеров возникают существенные трудности, связанные с распылением электродов и стенок разрядных трубок. Распыленные частицы, оседая на брюстеровские окна (или внутренние зеркала), образуют поглощающий слой. В результате адсорбции излучения в поглощающем слое происходит термическая деформация оптических элементов, что приводит к значительной расходимости луча и падению выходной мощности. Поглощающий слой на поверхности окон и разрушение отражающих слоев зеркал резонатора полем излучения большой мощности являются основными препятствиями, которые ограничивают рост мощности аргоновых лазеров непрерывного действия.

Существенное влияние на выходную мощность аргоновых лазеров оказывает аксиальное магнитное поле. Наложение продольного магнитного поля вызывает спиральное движение электронов и ионов вокруг магнитных силовых линий, что снижает радиальную диффузию к стенкам капилляра, увеличивая концентрацию их на его оси.

Уменьшение ионной бомбардировки облегчает тепловую нагрузку на стенки разрядной трубки и продлевает срок ее службы. Экспериментальные исследования показывают, что с ростом магнитного

поля выходная мощность лазера увеличивается, достигая максимума при некотором оптимальном значении поля, а затем падает.

Рис. 7.11 иллюстрирует зависимость мощности генерации от величины магнитного поля при различных давлениях газа лазера (диаметр капилляра 4 мм, длина 28 см, сила тока 30 А). Видно, что с ростом давления оптимальное поле $H_{опт}$ уменьшается. Оптимальное поле также зависит от силы тока и диаметра разрядного капилляра. С ростом силы тока и давления значение $H_{опт}$ снижается.

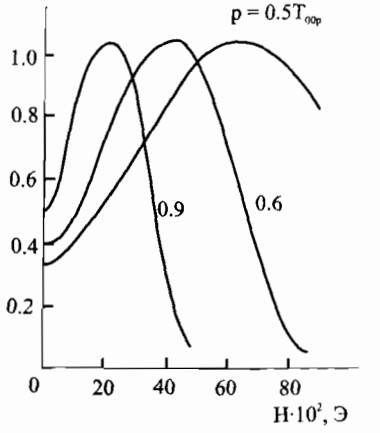


Рис. 7.11. Зависимость выходной мощности аргонового лазера от напряженности постоянного магнитного поля

Оптимальная величина напряженности магнитного поля лежит в диапазоне от нескольких сотен эрстед до 2–3 кЭ. Исследования показывают, что падение мощности генерации при полях, больших оптимального, когда образуется значительная концентрация заряженных частиц на оси разрядной трубки, связано главным образом с эффектом пленения резонансного излучения и ростом числа тушащих соударений ионов с электронами, приводящими к безызлучательной дезактивации верхних рабочих уровней.

Как уже отмечалось, инверсия населенностей в дуговом аргоновом разряде обеспечивается для систем уровней соответствующих электронным конфигурациям $3p^4 4p$ и $3p^4 4s$ ионов аргона. Поэтому при выполнении пороговых условий в аргоновом лазере может возникнуть генерация когерентного излучения на целом ряде переходов этой системы уровней.

В аргоновых лазерах генерация наблюдается на многих длинах волн, лежащих в пределах от фиолетовой (450 нм) до зеленой (530 нм) области. Наиболее интенсивна генерация на линии 487 нм, отвечающей переходу $4p^2 D^0_{5/2} \to 4s^2 P_{3/2}$. Незначительно уступает ей по интенсивности генерация на переходе $4p^2 D^0_{5/2} \to 4s^2 P_{3/2}$ с длиной волны 514,5 нм. В линиях 488 нм и 514,5 нм может заключаться соответственно до 45 и 37% общей мощности генерации. Именно для

этих линий обеспечиваются наибольшие величины инверсии населенностей и соответственно большие коэффициенты усиления. Измерение усиления для лазера с капилляром 0,5 см при давлении 0,05 мм рт. ст. и плотности тока 600 А/см^2 на переходе с 488 нм дает величину $13 \cdot 10^{-3}$см$^{-1}$, на переходе 514,5 нм – примерно $3{,}6 \cdot 10^{-3}$см$^{-1}$.

Следующей по интенсивности после линий 488 и 514,5 нм является линия 496,5 либо 476,5 нм, на которую приходится около 6% полной выходной мощности. При небольших превышениях над порогом генерации происходит на переходе $4p^2D^0_{5/2} \to 4s^2P_{3/2}$. Линия усиления имеет доплеровское уширение, и полная ширина спектра генерации достигает 10 ГГц, превышая ширину спектра He–Ne лазера в четыре–пять раз. Последнее объясняется, во-первых, тем, что рабочие частицы в аргоновой плазме имеют значительно большую скорость, чем атомы неона в лазере, и, во-вторых, более высоким избыточным усилением (превышением усиления над потерями в резонаторе). Для обеспечения генерации на отдельных переходах из системы рабочих уровней электронных конфигураций $3p^44p$ и $3p^44s$ необходимо использовать в лазере селективные элементы (призмы, дифракционные решетки).

7.3. Лазер на углекислом газе

Лазер на двуокиси углерода относится к группе газовых лазеров, в которых используются переходы между колебательно-вращательными состояниями молекул. В настоящее время осуществлена генерация на колебательно-вращательных переходах разных молекул CO, N_2O, H_2O, CO_2 и др. Наиболее выдающиеся результаты получены на CO_2 лазерах. Они являются самыми мощными из всех газоразрядных лазеров, работающих в непрерывном режиме, и имеют высокий коэффициент полезного действия, достигающий 20–30%.

Механизм создания инверсии населенностей. Инверсия населенностей в лазере на CO_2 осуществляется посредством газового разряда. Прежде чем рассматривать механизм генерации, приведем некоторые данные о молекуле CO_2 и ее уровнях. Молекула CO_2 – линейная, симметричная. Она имеет три нормальных типа колебаний: валентное полносимметричное ν_1, деформационное ν_2 и валентное антисимметричное ν_3 (рис. 7.12). Деформационные колебания являются дважды вырожденными, так как колебания с одной и той же часто-

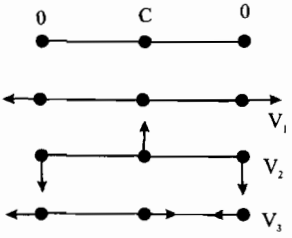


Рис. 7.12. Типы колебательных движений в молекуле CO_2

той могут происходить в двух ортогональных плоскостях, проходящих через ось молекулы. Колебательное состояние молекулы описывается тремя квантовыми числами v_1, v_2 и v_3, каждое из которых представляет число возбужденных квантов колебаний v_1, v_2, v_3. Соответствующие уровни обозначаются комбинацией квантовых чисел (v_1, v_2^{ℓ}, v_3). Квантовое число ℓ, вводимое в виде индекса у v_2, обусловлено двукратным вырождением деформационного колебания. Оно принимает значения $\ell = v_2, v_2 - 2, ..., 0$ для четных v_2 и $\ell = v_2, v_2 - 1, ..., 1$ для нечетных v_2 и определяет значение момента количества движения $M_z = \frac{h}{2\pi}\ell$, связанного с колебаниями и направленного вдоль оси молекулы. Уровни с $\ell = 0$ являются невырожденными, с $\ell > 0$ – дважды вырожденными. При $v_2 > 1$, вследствие ангармоничности колебаний молекул CO_2, вырождение снимается. Схема нижних колебательных молекул CO_2 приведена на рис. 7.13.

Для эффективного заселения верхнего рабочего уровня молекул CO_2 в рабочую трубку лазера вводят азот. Поскольку N_2-двухатомная молекула, то она имеет только одну колебательную степень свободы. Ее колебательная энергия определяется квантами энергии, обуслов-

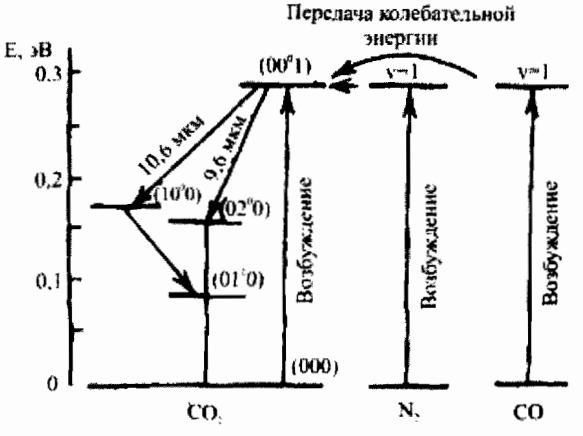


Рис. 7.13. Структура колебательных энергетических уровней молекул CO_2, N_2 и CO

ленными колебаниями атомов вдоль оси молекулы. Соответственно колебательные уровни энергии молекулы азота описываются одним колебательным квантовым числом v. На рис. 7.13 приведена также система нижних колебательных уровней молекул N_2. Весьма примечательно то, что энергия первого возбужденного колебательного уровня молекулы N_2 почти равна энергии уровня (00^01) молекулы CO_2. Разница энергий состояний (00^01) молекулы CO_2 и (v = 1) молекулы N_2 составляет всего 0,0023 эВ.

Генерация в CO_2-лазере осуществляется на переходах (00^01) – (10^00) и (00^01) – (02^00). Наиболее интенсивно генерация протекает на переходе (00^01) – (10^00) с длиной волны около 10,6 мкм, которая почти полностью подавляет генерацию на длине волны 9,6 мкм [(00^01) – (02^00)].

Возбуждение верхнего рабочего уровня (00^01) обусловлено несколькими процессами. Основной процесс возбуждения связан с неупругими соударениями молекул CO_2 с N_2, что вызывает резонансную передачу колебательной энергии от молекул азота к молекулам углекислого газа:

$$CO_2(000) + N_2(v = 1) \rightarrow CO_2(00^01) + N_2(v = 0).$$

В газовом разряде электронные соударения приводят к эффективному образованию колебательно возбужденных молекул N_2 (v = 1) – до 30% общего числа молекул N_2. Так как молекула азота состоит из двух одинаковых атомов, ее дипольный момент равен нулю, поэтому дипольное излучение отсутствует и разрушение возбужденных колебательных состояний идет только за счет столкновений. Вследствие почти полного совпадения уровней энергии первого колебательного уровня (v = 1) молекул N_2 и уровня (00^01) CO_2 соударения возбужденных молекул N_2 с молекулами CO_2, находящимися в основном состоянии, ведут к селективному заселению верхнего рабочего уровня (00^01) CO_2.

Существенную роль в заселении верхнего рабочего уровня играет резонансная передача колебательной энергии от молекул CO молекулам CO_2. В газовом разряде, благодаря диссоциации молекул CO_2, образуется значительное количество молекул CO, которые при соударениях с электронами интенсивно переводятся в колебательно-возбужденное состояние. Первый возбужденный колебательный уро-

вень молекулы CO почти совпадает с верхним рабочим уровнем (00^01) молекул CO_2. Благодаря этому происходит процесс резонансной передачи колебательной энергии от молекул CO (так же, как от молекул N_2) молекулам CO_2:

$$CO\ (v = 1) + CO_2(000) \rightarrow CO\ (v = 0) + CO_2(00^01). \qquad (7.5)$$

Процесс (7.5) является одним из основных в заселении верхнего рабочего уровня на чистом диоксиде углерода.

Верхний рабочий уровень (00^01) дополнительно заселяется благодаря процессу неупругого соударения молекул двуокиси углерода и электронов:

$$CO_2(000) + \bar{e} \rightarrow CO_2(00^01) + e.$$

Наряду с заселением верхнего уровня такое же важное значение для работы лазера имеет разрушение нижнего рабочего уровня.

Релаксация нижнего лазерного уровня обеспечивается за счет столкновений молекул CO_2 (10^00) с невозбужденными молекулами CO_2 (000):

$$CO_2(10^00) + CO_2(000) \rightarrow CO_2 01^10) + CO_2(01^10). \qquad (7.6)$$

Процесс (7.6) идет с большой эффективностью. Это связано с тем, что нижнему лазерному уровню (10^00) молекул CO_2, соответствует энергия, почти вдвое большая, чем требуется для возбуждения колебательного уровня (01^10). В результате соударения молекул CO_2 (10^00) и CO_2 (000) приводят к перераспределению колебательной энергии между ними с возбуждением каждой на уровень (01^10). Переход молекул CO_2 из состояния (01^10) в основное состояние (000) обеспечивается столкновениями их с частицами постороннего газа. При этом энергия деформационных колебаний CO_2 (01^10) превращается в энергию поступательного движения соударяющихся молекул.

Значительное уменьшение времени релаксации уровней (01^10), (10^00) и увеличение тем самым инверсии населенностей, а значит, и мощности генерации, вызывают гелий, водород, пары воды, которые специально вводят в рабочую трубку лазера.

Устройство и технические характеристики. Лазеры на CO_2 по своему устройству принципиально не отличаются от других газоразрядных лазеров. Однако они имеют конструктивные особен-

ности, обусловленные спектральным диапазоном и высокой мощностью излучения.

На рис. 7.14 приведены схемы конструкций лазеров на углекислом газе. В мощных лазерах длина разрядных трубок достигает нескольких метров, а диаметр – 70...80 мм. Дальнейшему увеличению диаметра препятствует контрагирование столба газового разряда, которое наступает для смеси N_2–CO_2 при диаметрах, больших 40 мм, а на смесях N_2–CO_2–He – при диаметрах, превышающих 70–80 мм. Используется принудительное водяное охлаждение трубок (1 на рис. 7.14,*а*).

Разряд осуществляют как на постоянном токе (рис. 7.14,*а*), так и на переменном, с напряжением промышленной частоты (2 на рис. 7.14,*б*). В длинных трубках для упрощения зажигания и поддержания разряда создают секции длиной 80–100 см, разряд в каждой из которых осуществляется независимо от других секций. Обычно используются источники с напряжением ~10 кВ и током, достигающим десятков и сотен миллиампер.

В лазерах применяют как внутренние 3, так и внешние зеркала 4. Плоскопараллельные пластины брюстеровских окон 5 газоразрядных трубок выполняют из кристаллов NaCl, KCl, Ge, Si, прозрачных в области 9–11 мкм. Используют зеркала с металлическими или интерференционными диэлектрическими отражающими покрытиями. Подложки зеркал для лазеров небольшой мощности (~1 Вт) изготавливают из кварца. Наилучшим материалом при высоких уровнях мощности для подложек зеркал и брюстеровских окон является иртран, представляющий собой прессованный поликристалл ZnSe.

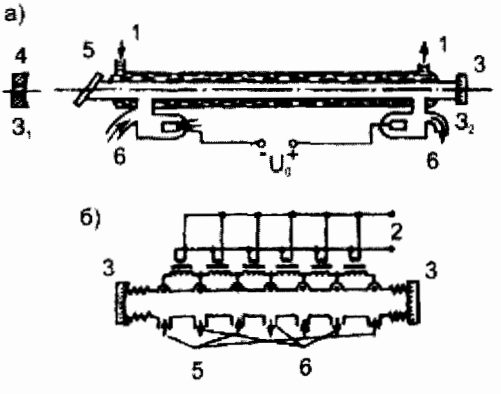


Рис. 7.14. Конструкция CO_2-лазера с прокачкой газовой смеси (а) и с отпаянной трубкой (б)

Для вывода излучения из лазера в зеркалах с металлическими отражающими покрытиями делают небольшое отверстие – окно диаметром несколько миллиметров. Коэффи-

циент пропускания выходных зеркал с диэлектрическими покрытиями составляет 10–30%.

Разряд в рабочей смеси газов сопровождается диссоциацией и изменением исходного состава газа. Поэтому часто, особенно в мощных лазерах, используется непрерывная прокачка газа 6 через разрядную трубку.

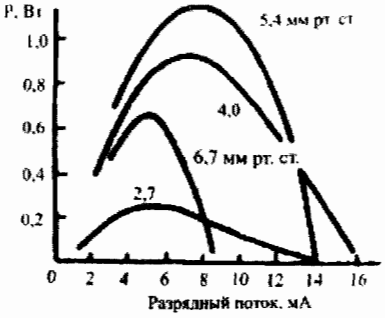


Рис. 7.15. Зависимость выходной мощности CO_2-лазера от разрядного тока трубки

Рассмотрим основные характеристики лазера на CO_2. На рис. 7.15 показана зависимость выходной мощности лазера с отпаянной трубкой (длина 1 м и диаметр 10 мм) от тока при различных давлениях CO_2. Как видно, сначала мощность возрастает вместе с током, а затем падает. Такая зависимость объясняется противоположным действием двух факторов. Увеличение концентрации электронов, с одной стороны, ведет к возрастанию скорости возбуждения молекул CO_2 на уровень (00^01), а с другой – повышает газовую температуру, что увеличивает скорость разрушения антисимметричных колебаний молекул.

Значительный рост мощности генерации достигается путем добавления к CO_2 азота. Рис. 7.16 иллюстрирует влияние введения азота в разрядную трубку на мощность и КПД лазера на CO_2. При введении азота благодаря резонансной передаче колебательной энергии от молекул N_2 антисимметричному типу колебаний CO_2 инверсия населенностей, а следовательно, мощность растут. Однако по мере введения повышается температура газа, что приводит к увеличению скорости релаксации уровня (00^01), уменьшению его на-

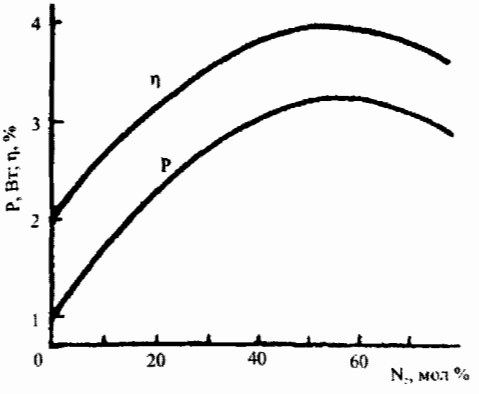


Рис. 7.16. Зависимость выходной мощности и к.п.д. CO_2-лазера от количества азота в газовой смеси

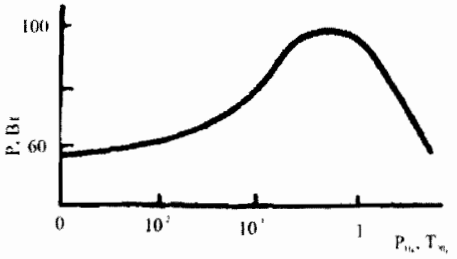


Рис. 7.17. Зависимость выходной мощности CO_2-лазера от количества гелия в газовой смеси

селенности, а также к росту населенности нижнего лазерного уровня (10^00). Поэтому инверсия населенностей снижается и мощность падает.

Существенное влияние на энергетические характеристики лазера на CO_2–N_2 оказывает введение в разрядную камеру гелия (рис. 7.17). Гелий, обладая теплопроводностью, в несколько раз превышающей теплопроводность CO_2 и N_2, снижает температуру газа, что способствует увеличению инверсной населенности, а значит, и выходной мощности. Кроме того, с введением в разряд гелия возрастает возбуждение колебательных уровней молекул CO_2, N_2 и CO. Однако при больших парциальных давлениях гелия в газовой смеси мощность генерации падает, так как уменьшается населенность верхнего лазерного уровня (00^01) из-за релаксации антисимметричных колебаний молекул CO_2 при столкновениях $CO_2 \rightarrow He$. Мощность генерации также повышается при введении в разряд паров воды.

Оптимальный состав рабочей смеси газов в лазере на углекислом газе зависит от размеров разрядной трубки, температуры ее стенок, скорости прокачки смеси и т. д. Обычно используются смеси углекислого газа, азота и гелия в соотношении 1:1...5:3...8 при общем давлении ~10 мм рт. ст.

Удельная мощность генерации достигает ~1 Вт на 1 см разряда газовой смеси. Типичный лазер на углекислом газе при длине разрядной трубки 200 см дает непрерывную мощность около 150 Вт. Увеличение длины разрядной трубки обусловливает примерно пропорциональный рост мощности. Таким путем удается создать лазер на углекислом газе с выходной мощностью более 1 кВт. На уникальной установке с длиной разрядного канала 180 м получена мощность генерации около 9 кВт.

Важнейшим достоинством лазера на двуокиси углерода является его высокий коэффициент полезного действия, достигающий 30%. Такой КПД определяется большой квантовой эффективностью рабочего перехода (00^01) → (10^00) молекул CO_2 и оптимальным механиз-

мом создания инверсной населенности уровней. Для молекул CO_2 энергия верхнего лазерного уровня (00^01) составляет 0,29 эВ, а энергия излученных фотонов, соответствующих переходу (00^01) → (10^00), равна 0,12 эВ. Поэтому квантовая эффективность равна 0,41, т. е. в когерентное излучение преобразуется около 40% энергии, сообщенной молекуле CO_2. С другой стороны, наиболее вероятная энергия электронов в плазме рабочей смеси составляет 1–2 эВ. Таким образом, преобладающее большинство электронов плазмы имеет энергию, достаточную для возбуждения молекул CO_2, N_2, CO в состояния с энергией 0,28 эВ, что совместно с эффективным процессом резонансной передачи колебательной энергии от N_2 и CO к CO_2 обеспечивает большую заселенность верхнего лазерного уровня. В итоге значительная часть энергии источника питания, затрачиваемая на поддержание газового разряда, трансформируется в энергию индуцированного излучения лазера.

Инверсия населенностей на переходе (00^01) → (10^00) образуется для большего числа тесно расположенных вращательных подуровней данных колебательных состояний. Поэтому генерация в CO_2-лазере может наблюдаться на многих вращательно-колебательных линиях R и P-ветвей* полосы (00^01) – (10^00). Более благоприятные условия для генерации осуществляются на линиях P-ветви. Генерация на P-ветви из-за эффективных релаксационных процессов между вращательными подуровнями одних и тех же колебательных состояний снижает инверсию населенностей на линиях R-ветви и затрудняет возникновение на них генерации. Обычно генерация происходит одновременно на нескольких линиях P-ветви. Причем распределение мощности генерации на линиях крайне неравномерно.

Наиболее интенсивная генерация происходит на линиях с $J = 20...30$. Из-за эффективной релаксации между вращательными подуровнями при высоких мощностях генерация осуществляется, как правило, на одной линии $P(J = 20)$ с $\lambda = 10{,}5919$ мкм. Вводя в резонатор лазера селектирующие элементы, можно получать генерацию на разных линиях P и R-ветвей. В качестве селектирующего элемента удобно использовать дифракционную решетку, поставив ее вместо одного из зеркал резонатора лазера. Поворачивая плоскость решет-

* Ветвь R соответствует переходу $\Delta J = J' - J'' = +1$, для P-ветви: $\Delta J = J' - J'' = -1$ (J – вращательное квантовое число).

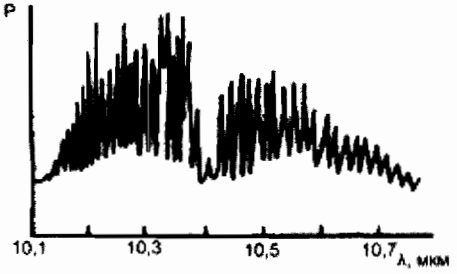


Рис. 7.18. Зависимость выходной мощности CO_2-лазера от длины волны излучения

ки вокруг оси, параллельной ее штрихам и перпендикулярной оси резонатора, можно перестраивать частоту генерации. На рис. 7.18 изображен спектр излучения, перестраиваемого по частоте лазера на CO_2. Видно, что такой лазер позволяет перестраивать частоту в довольно широком диапазоне: от 10,15 до 10,7 мкм.

7.4. Газоразрядные CO_2-лазеры высокого давления

Приоритетным направлением разработки CO_2-лазеров является повышение их выходной мощности. Естественный путь в этом направлении – увеличение числа рабочих молекул путем повышения давления газа в разрядной трубке. Однако в описанной выше конструкции CO_2-лазера при давлениях в сотни торр и выше возникает серьезная проблема создания тлеющего разряда, обеспечивающего оптимальное заселение верхних лазерных уровней. Как показывают исследования, наибольшая инверсия населенностей в CO_2-лазере достигается при оптимальных условиях разряда, когда выполняются условия: $\frac{\varepsilon}{P} = 100 \frac{\text{В}}{\text{см} \cdot \text{торр}}$, $PD \approx 15$ см·торр (ε – напряженность поля в разрядной трубке, P – давление газа, D – диаметр трубки).

Отсюда следует, что при давлениях 10^4 торр и длине трубки $\ell = 100$ см напряжение между электродами должно достигать мегавольтных значений, а диаметр трубки должен составлять всего десятки микрон, что, конечно, неприемлемо. Увеличение диаметра разрядной трубки приводит к шнурованию разряда и даже переводу его в дуговой, что срывает генерацию. Эти трудности удалось преодолеть путем перехода к другой конструкции лазера. Речь идет о так называемых ТЕА-лазерах*. В ТЕА-лазерах электрический разряд в рабочей смеси осуществляют в направлении, перпендикулярном

* Transversely Excited Atmospheric.

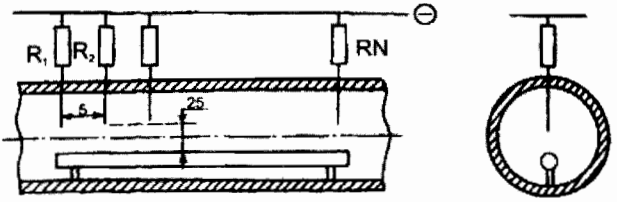


Рис. 7.19. Конструкция разрядного промежутка ТЕА CO_2-лазера

оптической оси резонатора между электродами, вытянутыми вдоль нее. На рис. 7.19 приведена схема одного из вариантов ТЕА-лазера. Электрический разряд в рабочей камере осуществляется между анодом, выполненным в виде стержня, и катодом, представляющим собой гребенку иголок, каждая из которых через ограничительный резистор соединяется с отрицательным зажимом импульсного источника питания. Наличие резисторов в разрядной цепи позволяет не только ограничивать ток, но и делать разряд равномерным по всей длине анода.

Рассмотренный ТЕА-лазер был одним из первых реально осуществленных. В дальнейших разработках для достижения однородности возбуждения большого объема активной среды высокого давления в ТЕА-лазерах начали использовать несамостоятельный разряд, обеспечиваемый предварительной ионизацией различными внешними ионизаторами – пучками быстрых электронов, ультрафиолетовым излучением и т.д. Поэтому ТЕА-лазеры с предварительной ионизацией также называют электроионизационными. Они позволяют получать чрезвычайно высокие мощности и энергии генерации. Разработаны импульсно-периодические лазеры со средней выходной мощностью порядка десятков киловатт (энергия излучения в импульсе – десятки джоулей, частота следования импульсов – сотни герц – килогерц, длительность импульсов излучения – сотни наносекунд).

7.5. Газодинамические лазеры

Принцип действия газодинамического CO_2-лазера заключается в следующем (рис. 7.20) [28]. Смесь газов в специальной камере 1 нагревается до $T_0 \sim 1500$ К. При нагревании идет процесс заселения как верхнего, так и нижнего лазерных уровней. Населенность верхнего (00^01) уровня составляет $0{,}1N_0$, нижнего – (10^00)–$0{,}25N_0$, где N_0 – населен-

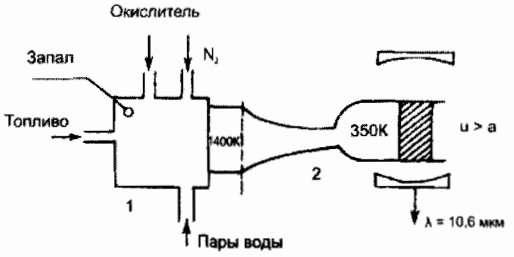


Рис. 7.20. Структурная схема газодинамического CO_2-лазера

ность основного (00^00) состояния. Нагретая газовая смесь пропускается через сверхзвуковое сопло 2, где происходит адиабатическое расширение газа, при этом температура газовой смеси уменьшается до T_1 порядка сотен Кельвинов, а давление – до десятых долей атмосферы. В газовом потоке возникает распределение молекул CO_2 по уровням, соответствующее новой температуре. За счет разницы во временах релаксации верхнего и нижнего уровней, а также достаточно большого времени релаксации молекул азота N_2 (v = 1) на некоторое время возникает инверсия населенностей. Инверсия имеет место, если время расширения газовой смеси будет меньше времени релаксации уровня (00^01) и больше времени релаксации нижнего лазерного уровня.

Проведем ориентировочную оценку скорости прокачки газовой смеси через сверхзвуковое сопло, при которой в системе частиц CO_2 возникает инверсия населенностей. В предположении Больцмановского распределения частиц по уровням энергии отношение населенности N_3 уровня (00^01) при $T = T_0$ к населенности N_2 уровня (10^00) при $T = T_1$ можно записать в виде

$$\frac{N_3}{N_2} = \exp\left(-\frac{E_3}{kT_0}\right)\exp\left(\frac{E_2}{kT_1}\right) = \exp\frac{h\nu}{kT_1}\left(\frac{E_3}{h\nu}\cdot\frac{T_0 - T_1}{T_0} - 1\right), \qquad (7.7)$$

где

$$E_2 = E(10^00) - E(000);\ E_3 = E(00^01) - E(000);$$
$$h\nu = E_3 - E_2.$$

Данное предположение справедливо, если считать, что вследствие большого времени релаксации населенность уровней энергии молекул азота будет соответствовать температуре T_0. Этой же температуре будет соответствовать и населенность уровня энергии (00^01) молекул CO_2 из-за эффективного процесса обмена энергий между молекулами N_2(v = 1) – CO_2(000). Населенность нижнего лазерного уровня (10^00) будет соответствовать низкой температуре T_1,

которая устанавливается в газовой смеси при движении ее в сопле с расширением без подвода тепла. Это утверждение будет справедливо, если считать, что время жизни на уровне (10^00) будет короче времени пребывания молекул CO_2 в сопле, что достигается добавлением в газовую смесь паров воды.

Для обеспечения режима генерации необходимо выполнение условия $N_3/N_2 > 1$. Из (7.7) находим: $\frac{E_3}{E_2} = \left(\frac{T_0}{T_1}\right)_{min} = 1{,}69$. С другой стороны, используя уравнения газодинамики, можно определить связь между перепадами температуры в сверхзвуковом сопле и скорости истечения газа в нем [28]:

$$\frac{T_0}{T_1} = \frac{\gamma - 1}{2} M^2 + 1, \qquad (7.8)$$

где $M = \frac{u}{a}$ – число Маха; u – скорость газа; a – скорость звука в этой газовой среде; $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ – отношение теплоемкостей при постоянном давлении и объеме.

Из уравнения (7.8) можно вычислить минимальную скорость движения газовой струи без учета времени релаксации верхнего лазерного уровня. Этой скорости соответствует $M \approx 3$. Таким образом, инверсия населенностей достигается тогда, когда скорость потока газа в три раза превышает скорость звука в нем.

На рис. 7.21 показано изменение населенностей верхнего N_3 и N_2 нижнего лазерных уровней по мере удаления от сопла ($N_{2,3}/N$ – относительная населенность уровней; x – расстояние от сопла по потоку).

В современных газодинамических лазерах двуокись углерода получают при сжигании топлива (керосин, природный газ) в специальных камерах, туда же добавляют азот и пары воды. Газодинамические лазеры – это самые мощные (десятки–сотни киловатт), работающие в непрерывном режиме лазеры.

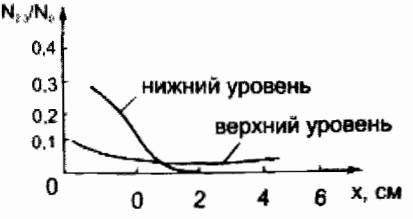


Рис. 7.21. Зависимость населенностей верхнего и нижнего лазерных уровней от расстояния до границы сверхзвукового сопла

ГЛАВА 8

ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ЛАЗЕРЫ НА САМООГРАНИЧЕННЫХ ПЕРЕХОДАХ

8.1. Лазеры на парах металлов. Лазеры на атомах меди

В качестве рабочих частиц в лазерах на самоограниченных переходах используют атомы, молекулы, ионы. Верхним рабочим уровнем в таких лазерах обычно является первый резонансный* уровень активных частиц. Поэтому нижним лазерным уровнем в атомных системах может быть только метастабильный**, расположенный между основным и резонансным уровнями.

Как показывают исследования, при газовом разряде под действием электронных соударений вероятность заселения имеет наибольшее значение для первого резонансного уровня. С другой стороны, вероятность заселения электронными соударениями метастабильных состояний значительно меньше, чем резонансных уровней.

При осуществлении импульсного разряда в первый момент импульса метастабильный уровень не заселяется, в то время как вышележащий резонансный уровень активно заселяется электронами. Поэтому в начальный момент импульса возбуждения эффективно образуется инверсия населенностей в системе рабочих частиц. При превышении инверсной заселенности порогового значения в лазере возникает генерация, излучение которой переводит частицы с верхнего (резонансного) на нижний (метастабильный) уровень. Накопление частиц на метастабильном уровне приводит к исчезновению инверсии и прекращению генерации. Таким образом, в лазерах на переходах, в которых нижний уровень является метастабильным,

---

* Первым резонансным уровнем называют ближайший к основному, переход с которого в основное состояние разрешен правилами отбора.

** Метастабильный уровень — это уровень, с которого правилами отбора запрещены спонтанные переходы.

генерация носит импульсный характер и ее называют самоограниченной, или генерацией на самоограниченных переходах.

Девозбуждение нижнего уровня в таких лазерах осуществляется в промежутке между последующими импульсами. Частота повторения импульсов генерации не может превышать величины, обратной времени жизни частиц на нижнем уровне.

Важной особенностью использования переходов с резонансного на метастабильный уровень является возможность создания лазеров с высоким КПД.

КПД импульсного лазера определяется формулой

$$\eta = f\frac{h\nu g_{н}}{E_{в}(g_{в}+g_{н})} = f\eta_{пр}; \quad \eta_{пр} = \frac{h\nu g_{н}}{E_{в}(g_{в}+g_{н})},$$

где $h\nu$ – энергия кванта лазерного излучения; $E_{в}$ – энергия верхнего рабочего уровня; f – коэффициент, учитывающий эффективность накачки и обозначающий ту долю вводимой в разряд энергии, которая тратится на возбуждение верхнего рабочего уровня; $g_{н}$, $g_{в}$ – факторы вырождения нижнего и верхнего уровня; $\eta_{пр}$ – предельный КПД перехода, т. е. КПД, достигаемый в том случае, когда вся энергия разряда тратится на возбуждение верхнего рабочего уровня ($f = 1$). Значение коэффициента f зависит от используемых рабочих частиц, условий разряда и, как показывает эксперимент, для резонансных уровней оно составляет 0,3–0,5.

Множитель $g_{н}/(g_{в}+g_{н})$ обычно равен 1/3–2/3. Отношение $h\nu/E_{в}$, показывающее, какая доля энергии верхнего рабочего уровня полезно используется в генерации, для лазеров с реализацией переходов между первым резонансным и метастабильным уровнями может достигать 0,5–0,7. Столь большое значение $h\nu/E_{в}$ определяется тем, что нижний метастабильный уровень может быть расположен достаточно близко к основному. С учетом приведенных значений параметров $g_{н}/(g_{в}+g_{н})$, f и $h\nu/E_{в}$ КПД лазеров на самоограниченных переходах может составлять $\approx 25\%$, что представляется исключительно высокой величиной.

В большинстве непрерывных газоразрядных лазеров опустошение нижнего рабочего уровня обеспечивается радиационным путем. Причем нижний рабочий уровень располагается высоко над основным. Поэтому отношение $h\nu/E_{в}$ обычно невелико (< 0,1). Ис-

пользование высоко расположенных уровней отрицательно сказывается на эффективности создания инверсии. Основная доля энергии разряда тратится на возбуждение самых низких уровней и ионизацию. На возбуждение верхнего уровня идет всего $\approx 1\%$ энергии разряда, т. е. $f = 0{,}01$. Поэтому КПД таких лазеров обычно составляет 0,1–0,01% (для широко распространенного He-Ne-лазера $\eta \cong 0{,}1\%$, для аргонового ионного – $\eta \cong 0{,}01\%$).

Анализ энергетических состояний атомов и ионов элементов Периодической системы Д.И. Менделеева показал, что большие предельные КПД при использовании для генерации перехода с первого резонансного уровня на метастабильный имеют многие атомы и ионы металлов.

В табл. 8.1 приведены данные по некоторым атомам и ионам, имеющим наибольший предельный КПД с генерацией на самоограниченных переходах. Кроме атомов и ионов металлов, указанных в таблице, существует большое число атомов, обладающих «подходящей» структурой уровней, обеспечивающей высокий предельный КПД, например Si (переход $4s^2P_0^1 \to 3p^{21}D_2$, $\lambda = 298{,}7$ нм, $\eta_{пр} = 52\%$, $T = 1480°C$), Ge (переход $4s^3P_0^1 \to 4p^{20}D_2$, $\lambda = 326{,}9$ нм, $\eta_{пр} = 50\%$, $T = 1590°C$) и др. Однако у этих элементов метастабильный уровень расположен настолько близко к основному, что при рабочей температуре он оказывается сильно заселенным. Это вызывает большие трудности получения инверсии населенностей. Среди лазеров на самоограниченных переходах наиболее изучены и имеют наилучшие энергетические характеристики лазеры на атомах меди. Лазеры на парах меди серийно выпускаются нашей промышленностью.

Упрощенная схема нижних энергетических состояний атомов меди приведена на рис. 8.1. Состояния $^2D_{5/2}$ и $^2D_{3/2}$ являются метастабильными, так как спонтанный переход с них в основное $^2S_{1/2}$-состояние запрещен*. Уровни $^2P_{3/2}$ и $^2P_{1/2}$ – наиближайшие к основному, с которых разрешен резонансный переход в основное состояние.

---

* В соответствии с правилами отбора по орбитальному квантовому числу L в дипольном приближении возможны лишь переходы, для которых $\Delta L = \pm 1$, а переход с $D\,(L = 2)$ в $S\,(L = 0)$ состояние означал бы изменение L на две единицы.

Таблица 8.1

Атом, ион	Переход	λ, нм	$\eta_{пр}$, %	T, °C
TlI	$1^2S_{1/2} \to 6^2P_{3/2}$	535,0	47	800
CuI	$4p^2P^0_{3/2} \to 4s^{2^2}D_{3/2}$	510,5	38	1500
	$4p^2P^0_{1/2} \to 4s^{2^2}D_{3/2}$	578,2	38	
PbI	$6p^27s^3P^0_1 \to 6p^{2^1}D_2$	722,9	24	1000
MnI	$9^6P^0_{5/2} \to {}^6D_{7/2}$	542,0	30	1200
BaI	$6p^1P^0_1 \to 5d\,{}^1D_0$	1499,9	26	720
AuI	$6p^2P^0_{1/2} \to 6s^2D_{3/2}$	627,8	29	1570
CaII	$4pP^0_{1/2} \to 4d^2D_{3/2}$	866,2	31	7000
BaII	$6p^{20}P_{3/2} \to 5d^2D_{5/2}$	614,2	44	700

T — температура плавления металла;
λ — длина волны генерируемого излучения

Генерация осуществляется на переходах ${}^2P_{3/2} \to {}^2D_{5/2}$ с $\lambda = 510{,}6$ нм (зеленая линия) и ${}^2P_{1/2} \to {}^2D_{3/2}$ с $\lambda = 578{,}2$ нм (желтая линия). Наибольшая мощность генерации достигается на зеленой линии. Время жизни верхних уровней ${}^2P_{3/2}$ и ${}^2P_{1/2}$ довольно велико и соответственно равно 770 и 370 нс, что объясняется пленением резонансного излучения (спонтанно излученные кванты резонансного излучения поглощаются атомами меди, находящимися в основном состоянии, и возвращают атом в возбужденные состояния ${}^2P_{3/2}$ и ${}^2P_{1/2}$). Большое значение времени релаксации резонансных уровней существенно облегчает создание источников питания, так как при этом требования к переднему фронту импульсов накачки оказываются не слишком жесткими. Для обеспечения инверсии в лазере на парах меди достаточно иметь импульсы разрядного тока накачки с длительностью фронта всего в несколько десятков наносекунд.

Как показывают исследования, сечения возбуждения σ, характеризующие вероятность заселения уровней электронными соударениями, для ${}^2P_{3/2}$-состояния составляют $9{,}7 \cdot 10^{-16}$ см^2, для ${}^2P_{1/2}$-со-

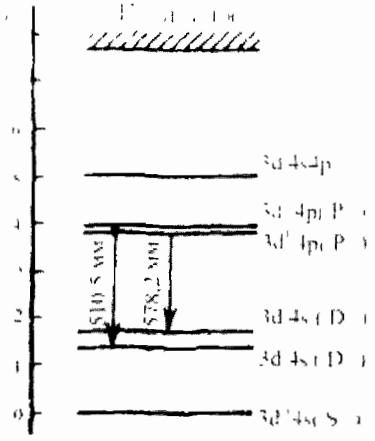


Рис. 8.1. Упрощенная схема нижних энергетических состояний атомов меди

стояния – $4{,}5\cdot10^{-16}$ см^2, т. е. весьма большие значения. Поэтому резонансные уровни $^2P_{3/2}$ и $^2P_{1/2}$ атомов меди весьма эффективно заселяются посредством электронного удара.

Для получения достаточной плотности атомов меди необходимо нагревать активный элемент лазера до температуры, близкой к 1500 °С, при этом давление паров меди составляет 0,4 торр и плотность атомов $2\cdot10^{15}$ см$^{-3}$. Благодаря тому, что метастабильные уровни $^2D_{5/2}$ и $^2D_{3/2}$ отстоят от основного всего на 1,5 эВ, тепловое заселение их при данной температуре оказывается довольно существенным – около $5\cdot10^{11}$ см$^{-3}$.

Лазер на парах меди (рис. 8.2) состоит из трех основный частей: открытого резонатора, образованного зеркалами 31 и 32, газоразрядной камеры (трубки) с помещенными внутрь нее кусочками меди и источника питания (накачки).

Газоразрядная камера выполняется обычно из двух трубок разных диаметров, вставленных коаксиально одна в другую. Внутренняя (рабочая) трубка 1 (диаметром 5–30 мм, длиной от 10–15 см до 1 метра) изготовляется из материала (обычно тугоплавкой керамики), выдерживающего высокую температуру (~1500°)С. В трубку помещают металл (медь), который нагревается электрическим током, пропускаемым через проволочную спираль 2 из тугоплавкого провода (нихрома), намотанную на внутреннюю трубку.

Для теплоизоляции пространство между спиралью и внешней трубкой заполняют материалом с малой теплопроводностью (двуокись циркония, окись алюминия, каолиновая вата). У концов внутренней трубки устанавливают кольцевые цилиндрические электроды 3, к которым подводят импульсы напряжения питания, обеспечивающие продольный (оксиальный) разряд. Торцы внешней трубки, длина которой превышает внутреннюю, закрывают вакуумно-уплотненными плоскопараллельными оптическими окна-

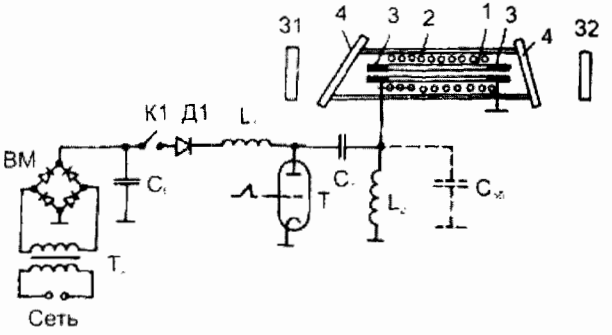


Рис. 8.2. Устройство лазера на парах меди

ми 4, так что они находятся от концов внутренней (горячей) трубки и электродов на расстоянии 10 см и более. Для обеспечения разряда в рабочую камеру вводят буферный газ (обычно инертный – гелий, неон) с давлением (десятки – сотни торр), намного превышающим давление паров металла (единицы торр). Буферный газ, кроме того, затрудняет вылет паров меди из нагретой зоны и предохраняет оптические окна от запыления. Часто, особенно в серийно выпускаемых лазерах, нагревательную спираль разрядной камеры в конструкции не предусматривают, а внутреннюю трубку с металлом до нужной температуры разогревают за счет тепла, выделяющегося в разряде, т. е. используют так называемый метод саморазогрева (этот метод был впервые реализован А.А. Исаевым и Г.Г. Петрашем). Исключение нагревательной спирали упрощает конструкцию и повышает практический КПД лазера.

Одним из важных вопросов, которые приходится решать при создании лазеров на парах металлов, является разработка источника питания для них. Он должен обеспечивать импульсы напряжения в несколько десятков киловольт, ток с амплитудой в несколько сотен ампер с фронтом нарастания порядка десятков наносекунд. Для лазеров с саморазогревом рабочего металла источник должен иметь среднюю мощность порядка киловатта и более (в зависимости от диаметра и длины рабочей трубки).

В настоящее время источники питания лазеров на парах меди чаще всего строятся на основе заряда конденсатора от высоковольтного выпрямителя и быстрого разряда его через лазерную трубку. В качестве коммутатора, обеспечивающего разряд конденсатора, ис-

пользуют обычно тиратроны или тиристоры. На рис. 8.2 представлена одна из схем такого источника. Высоковольтный выпрямитель состоит из силового повышающего трансформатора $T_р$, выпрямительного моста ВМ и накопительного конденсатора C_0. При замыкании ключа К1 через дроссели L_1, L_2 и высоковольтный диод $D1$ происходит резонансный заряд рабочего конденсатора C_1 до удвоенного напряжения $2u_0$ накопительного конденсатора выпрямителя. Напряжение $2u_0$ на конденсаторе C_1 сохраняется до момента запуска тиратрона T, после чего происходит быстрый разряд конденсатора C_1 на газоразрядную трубку лазера. Затем снова следует резонансный заряд конденсатора C_1, и процесс повторяется.

Суммарная индуктивность $L = L_1 + L_2$ должна удовлетворять условию $\pi\sqrt{LC_1} \le T$, где T – период следования импульсов генерации. Величину индуктивности дросселя L_2, обеспечивающего заряд конденсатора в отсутствие пробоя лазерной трубки, обычно выбирают значительно меньше $L_1 (L_2 < L_1/10)$.

При создании источника питания особое внимание уделяют конструкции разрядной цепи рабочего конденсатора на лазерную трубку. Для получения минимального фронта импульса тока накачки необходимо обеспечить как можно меньшую индуктивность разрядного контура конденсатора C_1 на трубку. Для этого токоведущие цепи разрядного контура совместно с разрядной трубкой изготавливают в коаксиальном исполнении, либо проводники в контуре разряда выполняют в виде лент и как можно меньшей длины, применяют конденсатор C_1 малоиндуктивного типа или вместо конденсатора используют отрезки формирующей длинной линии.

Для уменьшения фронта импульса тока накачки часто параллельно лазерной трубке включают так называемый обостряющий конденсатор (на рис. 8.2 изображен пунктиром). Его присоединяют непосредственно к выводам разрядной трубки. При запуске тиратрона рабочий конденсатор C_1 разряжается на обостряющий конденсатор $C_{об}$. Когда напряжение на нем достигнет пробойного значения рабочей трубки, $C_{об}$ быстро разрядится на нее. Поскольку обостряющий конденсатор присоединяется непосредственно к электродам рабочей трубки, индуктивность его разрядной цепи оказывается крайне малой, и фронт импульса разрядного тока становится меньше, чем в случае разряда рабочего конденсатора на трубку в отсутствие $C_{об}$.

В мощных лазерах рабочие трубки по необходимости должны иметь разрядные промежутки большой длины (более 50 см). При этом сам разрядный канал становится определяющей индуктивностью разрядного контура, величина которой оказывается столь значительной, что не удается обеспечить необходимую длительность фронта нарастания тока накачки (не более 50 нс). Увеличивать диаметр рабочей трубки для уменьшения индуктивности разрядного канала и возрастания объема активной среды (мощности генерации) не позволяет контрагирование (шнурование) разряда. Избежать этого удается путем использования поперечного разряда. В разрядной камере протяженные электроды располагают параллельно оптической оси резонатора. Под действием приложенного к электродам напряжения происходит пробой разрядного промежутка, и ток разряда идет перпендикулярно оптической оси. В такой конструкции разрядной камеры имеется возможность значительного развития электродов в направлении, перпендикулярном току разряда, что позволяет существенно увеличить объем активной среды и уменьшить индуктивность разрядного промежутка.

Недостаток лазеров с камерами поперечного разряда состоит в том, что они требуют источников питания с очень большим током (единицы – десятки килоампер), создать которые весьма сложно.

Мощность генерации лазера зависит от давления паров меди и буферного газа, амплитуды разрядного тока и скорости его нарастания, частоты следования импульсов накачки размеров газоразрядной трубки и т. д.

В качестве буферного газа чаще всего используют неон или гелий. Мощность генерации $P_{\text{ген}}$ при заданной амплитуде напряжения питания и частоте следования импульсов накачки с увеличением давления $P_{\text{бг}}$ буферного газа от малых значений (долей торр) вначале резко растет, а затем плавно уменьшается (рис. 8.3). Рост мощности генерации с повышением давления объясняется увеличением разрядного тока, и, следовательно, концентрации электронов в плазме, что ведет к росту инверсии населенностей благодаря преимущественному заселению резонансных уровней электронными соударениями. Однако при больших давлениях буферного газа длина свободного пробега электронов снижается настолько, что многие из них не успевают ускориться в электрическом поле и приобрести необходимую энергию для возбуждения атомов меди в верхнее лазерное состояние,

но достаточную для заселения нижнего (метастабильного) уровня. Это ведет к снижению инверсии населенностей и, следовательно, мощности генерации.

Оптимальное давление буферного газа $P_{бг\,опт}$, при котором обеспечивается максимальная мощность, как показывает эксперимент, обычно составляет 10–20 торр для He, 10–25 торр для Ne. Уменьшение мощности с ростом давления происходит сравнительно медленно. Так, при давлении неона 200–300 торр мощность генерации падает на 25–30% от максимальной. Увеличение давления буферного газа благоприятно сказывается на снижении скорости запыления оптических окон лазерной трубки. Диффузионный поток паров меди, а также продуктов эрозии разрядного канала, выходящих в направлении оптических окон, рассеивается на частицах буферного газа, его плотность на поверхности окон становится тем меньше, чем больше плотность буферного газа. Поэтому в серийно выпускаемых отпаянных разрядных трубках для лазеров на парах меди давление буферного газа устанавливают в 200–300 торр. Срок службы таких трубок составляет 1000 часов и более.

На рис. 8.3 пунктиром показана типичная зависимость выходной мощности $P_{ген}$ лазера на парах меди от температуры T рабочей трубки при неизменных параметрах импульса тока возбуждения. При низких температурах давление паров меди оказывается низким, концентрация атомов меди мала и мощность генерации незначительна. При высоких температурах концентрация атомов меди велика, однако в этом случае становится существенным тепловое заселение нижнего метастабильного лазерного уровня, что уменьшает инверсию населенностей. Кроме того, при увеличении концентрации атомов меди с ростом температуры снижается средняя энергия электронов в плазме, что ведет к уменьшению эффективности возбуждения верхних лазерных уровней.

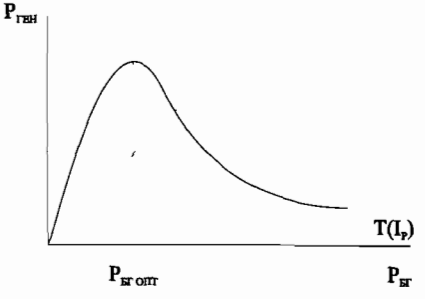


Рис. 8.3. Зависимость выходной мощности лазера на парах меди от давления буферного газа

Зависимость мощности генерации от амплитуды тока разряда $I_р$ аналогична приведенной на рис. 8.3. С ростом

амплитуды тока увеличиваются плотность электронов в разряде и их скорость, что ведет к возрастанию заселенности верхнего (резонансного) лазерного уровня, а значит, к увеличению инверсии населенностей и мощности генерации. При слишком больших токах плотность электронов, их энергия (электронная температура) становятся такими, что сильно возрастают потери на ионизацию и возбуждение высоколежащих уровней атомов меди. Максимум мощности генерации соответствует оптимальным условиям, когда средняя энергия электронов составляет 5–7 эВ, а их плотность 10^{13} см$^{-3}$.

Большой практический интерес представляют сведения о средней мощности генерации в зависимости от частоты F следования питающих импульсов. На рис. 8.4 представлена такая зависимость, снятая при неизменном напряжении питания лазера. Пунктиром показана энергия в импульсе излучения в функции от частоты повторения питающих импульсов. Как видно, энергия в импульсе генерации падает с ростом частоты. Последнее объясняется повышением концентрации атомов меди, находящихся в метастабильном состоянии к началу очередного импульса накачки, с увеличением частоты повторения, что снижает инверсию населенностей и, как следствие, энергию генерации.

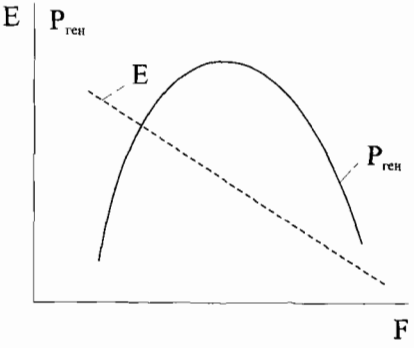


Рис. 8.4. Зависимость выходной мощности лазера на парах меди от частоты следования импульсов накачки

Зависимость мощности от частоты импульсов генерации имеет характерный максимум (см. рис. 8.4). Наличие его является следствием того, что средняя мощность генерации равна произведению частоты на энергию в импульсе, которая уменьшается с ростом частоты. Падение мощности генерации при высоких частотах происходит также из-за перегрева* активной среды (см. рис. 8.3). Оптимальная частота, на которой достигается максимум мощности генерации, зави-

* При постоянном напряжении источника питания с ростом частоты увеличивается мощность, передаваемая в разряд, и в режиме саморазогрева температура рабочей среды возрастает.

сит от рабочей емкости, напряжения питания, а также рода и давления буферного газа и особенно от диаметра газоразрядной трубки, оказывающих значительное влияние на релаксацию заселенности метастабильного уровня. При релаксации атомов с нижнего лазерного (метастабильного) уровня существенную роль играют соударения атомов со стенками (особенно в разрядных трубках малого диаметра ≤ 10 мм и при малом давлении буферного газа в несколько торр). Оптимальная частота импульсов генерации составляет 3–15 кГц и тем выше, чем меньше диаметр разрядной трубки. Максимальная частота импульсов накачки, на которой еще возможна генерация в лазерах на парах меди, составляет ≈ 230 кГц.

При оптимальных условиях генерации для лазеров с длиной разрядной трубки ~1 м и диаметром 15–20 мм средняя мощность, или просто мощность генерации, 40–50 Вт, при этом пиковая мощность генерации достигает 200–250 кВт.

Коэффициент полезного действия лазеров на парах меди составляет $\approx 1\%$. Однако он принципиально может быть повышен, поскольку практически во всех реализованных лазерах длительность импульсов накачки (обычно 50 нс и более) значительно превышает длительность импульсов генерации (5–20 нс). Поэтому часть энергии источника питания тратится бесполезно. Для повышения КПД необходимо решить задачу создания источников питания, длительность тока накачки от которых соответствовала бы длительности импульсов генерации.

Отличительной особенностью лазеров на парах меди является чрезвычайно высокий коэффициент усиления активной среды, который может достигать значений 60 дБ/м и более в зависимости от накачки. При столь большом коэффициенте усиления активной среды лазер может работать без зеркал в режиме сверхсветимости. Чаще всего в резонаторе лазеров на парах меди используют одно глухое зеркало (с коэффициентом отражения $\approx 100\%$), а вместо выходного зеркала ставят плоскопараллельную пластину из кварцевого стекла, суммарный коэффициент отражения от двух противоположных параллельных граней которой составляет примерно 8%.

Расходимость выходного пучка (т. е. ширина диаграммы направленности выходного излучения) для лазерного излучателя с диаметром разрядной трубки 20 мм при использовании резонатора с плоскими зеркалами составляет несколько единиц миллирадиан,

что существенно выше дифракционной расходимости, соответствующей генерации основного поперечного типа колебаний. Уменьшить расходимость выходного пучка до величины, близкой к дифракционной, примерно равной λ/D (D – диаметр разрядной трубки; λ – длина волны излучения), удается путем использования в лазере неустойчивого резонатора телескопического типа.

Как уже отмечалось, в лазерах на парах меди генерация может осуществляться на двух линиях: зеленой – $\lambda = 510{,}6$ нм (переход $^2P_{3/2} \to {}^2D_{5/2}$) и желтой – $\lambda = 578{,}2$ нм (переход $^2P_{1/2} \to {}^2D_{3/2}$).

С ростом накачки сначала возникает генерация на зеленой линии, а затем на желтой. Преимущественно генерация идет на зеленой линии. Максимум генерации на указанных линиях соответствует разным значениям мощности накачки. Причем оптимальная мощность накачки, при которой достигается наибольшая выходная мощность для генерации на зеленой линии, соответствует меньшим значениям, чем для желтой линии. Последнее связано, по-видимому, с тем, что тепловое заселение нижнего рабочего уровня $^2D_{5/2}$ на переходе $^2P_{3/2} \to {}^2D_{5/2}$ становится значительным при меньших температурах (меньшей накачке) рабочей среды, чем на переходе $^2P_{1/2} \to {}^2D_{3/2}$, так как состояние $^2D_{5/2}$ лежит ниже состояния $^2D_{3/2}$. При этом ширина спектра излучения на генерируемых линиях составляет ~5 ГГц.

8.2. Лазеры на электронных переходах двухатомных молекул. Азотный лазер

Режим самоограниченной генерации возникает не только тогда, когда нижний рабочий уровень является метастабильным, как в рассмотренных выше лазерах на парах металлов. Он возможен, очевидно, во всех случаях, когда нижний рабочий уровень имеет большее время жизни, чем верхний. В таком режиме работают лазеры на электронно-колебательных переходах ряда молекул N_2, H_2, D_2, CO и др. В качестве примера рассмотрим лазер на молекулах азота, серийно выпускаемый нашей промышленностью.

Прежде чем обсуждать механизм создания инверсии населенностей в рабочей среде азотного лазера, ознакомимся с системой электронных энергетических уровней молекулы N_2 (рис. 8.5), имеющих отношение к работе азотного лазера.

Электронная энергия молекул является функцией расстояния между ядрами, входящими в молекулу. На рис. 8.5 использованы общепринятые символические обозначения электронных уровней двухатомных молекул. Классификация электронных состояний двухатомных молекул производится по значениям числа Λ, определяющего абсолютную величину проекции полного орбитального момента электронной оболочки на ось симметрии молекулы. По аналогии с обозначениями *S*, *P*, *D*, *F*, *G* атомных систем с $L = 0, 1, 2, 3, 4$ молекулярные состояния с $\Lambda = 0, 1, 2, 3, 4$ принято обозначать прописными греческими буквами $\Sigma, \Pi, \Delta, \Psi, \Gamma$. Электронная оболочка молекулы, как и атома, характеризуется определенным значением спинового квантового числа s. Подобно атому мультиплетность состояния $æ = 2S + 1$ указывается индексом слева вверху от символа. Например, состояние с $\Lambda = 0$ и $S = 1/2$ обозначают $^1\Sigma$ с $\Lambda = 1$ и $S = 1$ – как $^3\Pi$ и т. п. Справа сверху и снизу от символов Σ, Π вводятся индексы «+», «–», и *g*, *u*, характеризующие свойства волновых функций соответствующих электронных состояний, связанные с наличием у двухатомной молекулы плоскости и центра симметрии.

Наконец, для характеристики положения электронного состояния по энергетической шкале принято вводить перед символом состояния буквы *x*, *a*, *b*, *c* для синглетных и *A*, *B*, *C* – для триплетных состояний. Наименьшую энергию из синглетных уровней имеет основной $x_1^1\Sigma_g^+$, следующий по энергии синглетный уровень $a^1\Pi_g$. Из триплетных состояний меньшей энергией обладает уровень $A^3\Sigma_u^+$, выше него расположен триплетный уровень $B^3\Pi_g$, затем $C^3\Pi_u$ и т. д. Как видно из рис. 8.5, энергия электронных состояний при некоторых значениях расстояний (ρ_0', ρ_0'' и т. д.) между ядрами имеет минимальную величину. Значения ρ_0', ρ_0'' и т. д. соответствуют положениям равновесия

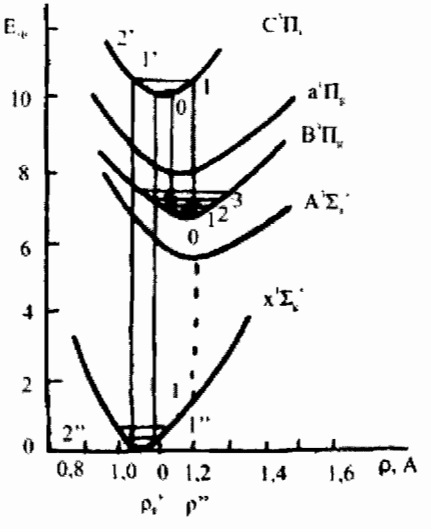


Рис. 8.5. Схема энергетических уровней молекулы азота

ядер. Относительно равновесного положения в молекуле происходит колебательное движение ядер. Энергия колебательного движения ядер E_v определяется известной формулой: $E_v = h\nu(v+1/2)$, где ν – частота колебаний ядер, определяемая упругими свойствами молекул; v – колебательное квантовое число, принимающее значения 0, 1, 2, ... Энергия электронно-колебательного состояния равна сумме электронной и колебательной энергии ядер.

На рис. 8.5 для каждого электронного состояния тонкими горизонтальными линиями нанесены колебательные уровни, соответствующие данным значениям числа v. В системе электронно-колебательных состояний возможные переходы определяются следующими правилами: $\Delta\Lambda = 0, \pm 1$, $+ \leftrightarrow +$; $- \leftrightarrow -$; $g \leftrightarrow u$; $\Delta S = 0$, т. е. в дипольном приближении разрешены переходы между состояниями ${}^1\Sigma_g^+ \leftrightarrow {}^1\Sigma_u^+$, ${}^3\Pi_g^+ \leftrightarrow {}^3\Pi_u^+$, ${}^3\Pi_g^+ \leftrightarrow {}^3\Sigma_u^+$ и т. д.

При переходах между электронными состояниями на изменение колебательного квантового числа v не налагаются какие-либо правила отбора, т. е. можно комбинировать колебательные уровни с любой разностью колебательных чисел. Вместе с тем эти переходы регламентируются так называемым принципом Франка–Кондона, суть которого состоит в следующем. Электронный переход связан с перестройкой электронной оболочки и происходит очень быстро по сравнению с движением ядер. За время перехода молекул из одного электронного состояния в другое не успевают измениться ни относительное положение, ни скорости атомных ядер молекулы. Принцип Франка–Кондона разрешает переходы из одного электронного состояния в другое только при одном и том же расстоянии ρ между ядрами и их скорости, равной нулю. Таким образом, согласно принципу Франка–Кондона переходы между электронными состояниями могут происходить в основном только по вертикальным линиям, связывающим так называемые поворотные точки (см. точки 1′, 1″, 2′, 2″ и т. д. на рис. 8.6) энергетических кривых комбинируемых электронных состояний.

На рис. 8.6 для примера тонкими линиями со стрелками показаны излучательные переходы, допускаемые принципом Франка-Кондона с колебательного уровня v' верхнего электронного состояния на колебательные уровни с v_1'', v_2'' нижнего электронного состояния.

Генерация в азотных лазерах осуществляется на двух электронных переходах: либо между состояниями $B^3\Pi_g^+ \leftrightarrow A^3\Sigma_u^+$ (так называе-

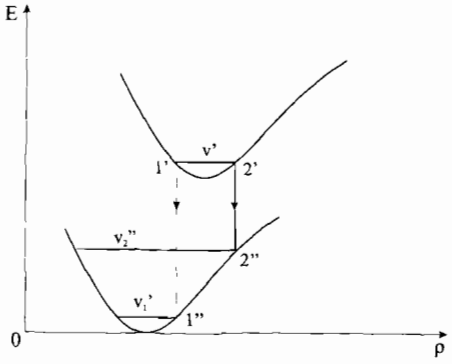


Рис. 8.6. Пояснение принципа Франка-Кондона

мая первая положительная система полос, длина волны $\lambda = 1{,}05$ мкм), либо между состояниями $C^3\Pi_u^+ \leftrightarrow B^3\Pi_g^+$ (вторая положительная система, $\lambda = 337$ нм).

Время жизни молекул в состояниях $C^3\Pi_u$, $B^3\Pi_g$ и $A^3\Sigma_u^+$ соответственно составляет $4 \cdot 10^{-8}$ с, $9 \cdot 10^{-6}$ с и 2 с*. Отсюда видно, что нижние состояния вышеуказанных рабочих переходов имеют большее время жизни, чем верхние. Поэтому генерация в азотном лазере имеет самоограниченный характер.

Наибольшую практическую ценность представляет генерация в ультрафиолетовой области спектра ($\lambda = 337$ нм), т. е. на переходе $C^3\Pi_u^+ \leftrightarrow B^3\Pi_g^+$. Поэтому ограничимся рассмотрением механизма создания инверсии лишь для генерации на полосах второй положительной системы. Образование инверсии населенностей осуществляется импульсным разрядом в азоте за интервал Δt, меньший времени жизни τ молекул азота в верхнем лазерном состоянии $C^3\Pi_u$, т. е. $\Delta t < 4 \cdot 10^{-8} = 40$ нс. Заселение верхнего лазерного состояния происходит прямым электронным ударом из основного состояния $x^1\Sigma_g^+$ молекулы азота. Перед началом импульса возбуждения практически все молекулы азота находятся на нижнем колебательном уровне v = 0 основного состояния $x^1\Sigma_g^+$. Как видно из рис. 8.5, поворотные точки 1′ и 2′, а также 1″ и 2″ колебательного уровня v = 0 состояния $x^1\Sigma_g^+$ и уровней v = 0, v = 1 состояния $C^3\Pi_u$ соответствуют почти равным межъядерным расстояниям, т. е. находятся на одних и тех же вертикальных линиях. Поэтому при электронном возбуждении, в соответствии с принципом Франка–Кондона, происходит эффективная перекачка молекул N_2 из состояния $x^1\Sigma_g^+$, v = 0 в состояния $C^3\Pi_u$, v = 0

* Столь большое время жизни связано с тем, что состояние $A^3\Sigma_u^+$ метастабильное. Излучательный переход с состояния $A^3\Sigma_u^+$ в основное $x^1\Sigma_g^+$ запрещен, поскольку при этом изменение ΔS было бы равно единице, а не нулю, как того требуют правила отбора.

и v = 1. Электронными столкновениями также заселяются уровни с v = 2 и v = 3 нижнего состояния $B^3\Pi_g$, а уровни с v = 0 и v = 1 этого состояния, согласно принципу Франка–Кондона, практически не заселяются, так как их «поворотные точки» соответствуют большим межъядерным расстояниям, чем межъядерные расстояния поворотных точек уровня v = 0 состояния $x^1\Sigma_g^+$.

В результате указанных процессов возникает инверсия населенностей на трех полосах 0–0 ($\lambda = 337{,}1$ нм), 0–1 ($\lambda = 357{,}7$ нм) и 1–0* ($\lambda = 315{,}9$ нм) электронного перехода $C^3\Pi_u^+ \leftrightarrow B^3\Pi_g^+$. Наибольшая инверсия имеет место на полосе 0–0, наименьшая – на полосе 1–0. На рис. 8.5 вертикальными стрелками из правых «поворотных точек» колебательных уровней с v = 0 и v = 1 электронного состояния $C^3\Pi_u$ условно показаны генерационные переходы $0 \to 0$, $0 \to 1$, $1 \to 0$.

В азотных лазерах, так же как в рассмотренных ранее лазерах на парах металлов, используют две схемы возбуждения с продольным и поперечным электрическим разрядом.

В нашей стране в настоящее время серийно выпускаются в основном лазеры с продольной схемой возбуждения. Разрядные трубки, изготовляемые из стекла или керамики, наполняются азотом до достижения давления в несколько десятков торр. Диаметр разрядного канала составляет несколько миллиметров. В лазерах используются внутренние либо внешние зеркала. В первом случае зеркала резонатора устанавливают на концах разрядной трубки. Одно из них выполняют полностью непрозрачным, глухим, обычно с алюминиевым покрытием, в качестве другого (выходного) зеркала используют плоскопараллельную пластину из кварцевого стекла (или кристаллического кварца). Во втором случае торцы разрядной трубки закрывают плоскопараллельными оптическими окнами также из плавленного или кристаллического кварца, прозрачного для ультрафиолетового излучения, с $\lambda = 337$ нм. В конструкции предусматривают воздушное или жидкостное охлаждение рабочей разрядной трубки. Вблизи от концов трубки вводятся металлические электроды, к которым подводятся импульсы напряжения питания, обес-

---

* Первая цифра в обозначении полос указывает колебательное квантовое число v′ верхнего рабочего уровня электронного состояния v″, вторая – квантовое число $C^3\Pi_u^+$ нижнего рабочего уровня электронного состояния $B^3\Pi_g^+$.

печивающие продольный разряд. Амплитуда импульсов составляет 20–30 кВ при длине разрядного промежутка ~0,5 м.

Поскольку время жизни верхнего лазерного состояния $C^3\Pi_u$ составляет примерно 40 нс, то для образования инверсии населенности фронт импульса тока накачки должен быть достаточно коротким (10 нс и менее). В связи с этим все, что говорилось о создании источников питания для лазеров на парах меди, в еще большей мере справедливо для азотных лазеров.

Азотные лазеры с продольной накачкой обеспечивают генерацию со следующими параметрами: длительность импульсов излучения 4–10 нс, импульсная мощность – до сотен киловатт (удельная мощность излучения 100 кВт с кубического сантиметра активной среды), средняя мощность – до 0,5 Вт при частоте повторения импульсов генерации ~100 Гц. КПД лазера составляет десятые–сотые доли процента. С повышением частоты повторения импульсов средняя мощность падает (рис. 8.7). Снижение мощности с увеличением частоты объясняется ростом колебательной температуры в активной среде, что ведет к заселению колебательных уровней с v = 1, 2, 3, ... основного состояния в $x^1\Sigma_g^+$. Из состояния $x^1\Sigma_g^+$ (v = 1, 2) электронными соударениями эффективно заселяется нижний лазерный уровень состояния $B^3\Pi_g$ v = 0, и инверсия населенностей на рабочем переходе падает. Уменьшение инверсии с ростом частоты также связано со снижением концентрации молекул азота в основном состоянии $x^1\Sigma_g^+$ v = 0 из-за увеличения концентрации их в метастабильном электронном состоянии $B^3\Pi_g$ и состояниях $x^1\Sigma_g^+$ (v = 1, 2, ...).

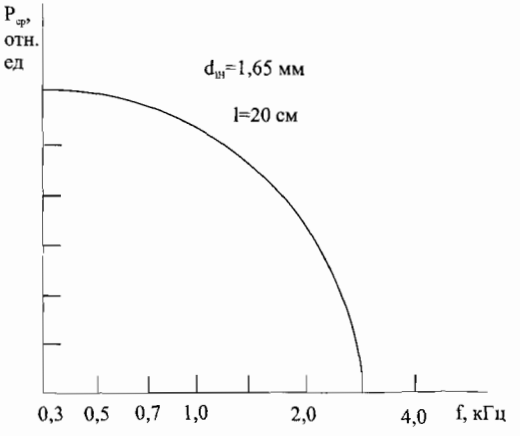


Рис. 8.7. Зависимость выходной мощности N_2-лазера от частоты следования импульсов накачки

Лучшие электрические характеристики (пиковая мощность 1 МВт при длительности импульса $\tau_u \simeq 5$ нс) азотных лазеров обеспечиваются при использовании поперечного электрического разряда.

Генерация в азотном лазере происходит главным образом на полосе 0–0 с $\lambda = 337{,}1$ нм. Спектр излучения имеет линейчатый характер, связанный с наличием у каждого электронно-колебательного состояния молекулы набора вращательных энергетических подуровней. Инверсия населенностей на переходе $C^3\Pi_u$ (v = 0)– $B^3\Pi_g$ (v = 0) образуется для большого числа тесно расположенных вращательных подуровней электронно-колебательных состояний. Поэтому генерация может наблюдаться на многих вращательно-колебательных электронных линиях R, P и Q-ветвей* полосы 0–0. Более благоприятные условия для генерации осуществляются на линиях P-ветви. Преимущественно генерация идет на линиях с $J = 8...9$.

* R-ветвь соответствует переходу $\Delta = J' - J'' = +1$, Q-ветвь – $\Delta = J' - J'' = 0$ и P-ветвь – $\Delta = J' - J'' = -1$ (J – вращательное квантовое число).

ГЛАВА 9

ЖИДКОСТНЫЕ ЛАЗЕРЫ. ЛАЗЕРЫ НА РАСТВОРАХ ОРГАНИЧЕСКИХ КРАСИТЕЛЕЙ

В жидкостных лазерах в качестве активной среды используют растворы металлоорганических соединений (хеллатов), соединений редкоземельных элементов в неорганических жидкостях, органических красителей. В основном жидкостные лазеры выполняются на основе растворов органических красителей. Такие лазеры кратко называют лазерами на органических красителях, или лазерами на красителях.

Красители представляют собой сложные органические соединения, как правило, обладающие интенсивной окраской (сильным широкополосным поглощением в видимой и ультрафиолетовой областях спектра). Их молекулы обычно состоят из бензольных (C_2H_6), пиридиновых (C_5H_5N), азотных ($C_4H_4N_2$) и других колец, содержат радикалы CH_3, C_2H_2, насыщенные хромоформные группы типа $-NO_2$, $-N=N-$, $=CO$, отвечающие за поглощение и окраску красителя.

Для иллюстрации на рис. 9.1 приведена структурная формула широко используемого в лазерах на красителях родамина 6G (ксантеновый краситель).

В лазерах применяются растворы красителей в органических жидкостях (метиловый спирт, бензол, толуол и т. д.) и воде. Спектральные люминесцентные свойства растворов красителей зависят от химической структуры красителя и его взаимодействия с растворителем.

В противоположность атомам и простым молекулам газовых и примесных рабочих ионов твердотельных лазеров для молекул лазеров на органических красителях, состоящих из многих (30 и более) атомов, невозможно изобразить точную схему энергетических уровней. Для описания красителей используют предельно упрощенную систему уровней, отражающую принципиальную

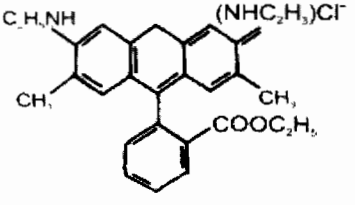


Рис. 9.1. Структурная формула родамина 6G

картину квантовых переходов в молекулах красителей, находящуюся в согласии с реальными спектральными характеристиками флуоресценции, фосфоресценции и поглощения красителей.

Общепринятая система уровней молекул органически красителей, построенная по аналогии с двухатомными молекулами и позволяющая объяснить все основные реальные спектральные свойства красителей, показана на рис. 9.2. Энергия молекул красителя, также как и двухатомных молекул, зависит от межатомных расстояний, т. е. от конфигурационных координат. В принятой системе уровней молекул красителей вся совокупность конфигурационных координат заменяется одной условной конфигурационной координатой, откладываемой вдоль оси ординат. Для молекул красителя существует набор синглетных S_0, S_1, S_2 (эффективный спин электронной оболочки молекул $S = 0$) и триплетных T_1, T_2... ($S = 1$) электронных состояний. На рис. 9.2 начало конфигурационных координат триплетных T_1-состояний сдвинуто к штриховой линии. Необходимо заметить, что координаты, отвечающие минимуму электронной энергии, различны для каждого состояния S_0, S_1, S_2, T_1, T_2. Каждому электронному состоянию соответствует набор тесно расположенных энергетических колебательно-вращательных уровней.

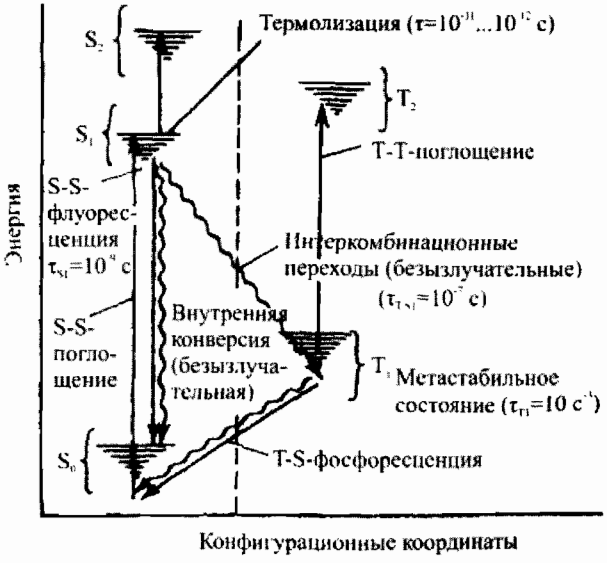


Рис. 9.2. Система энергетических уровней красителя

Состояние S_0 является основным. При комнатной температуре в равновесных условиях оказываются заселенными, в соответствии с законом Больцмана, лишь нижние ($kT = E \approx 200$ см$^{-1}$) колебательно-вращательные уровни состояния S_0.

При облучении резонансным светом, соответствующим переходу $S_0 - S_1$, молекулы красителя с термически заселенных колебательно-вращательных уровней основного состояния S_0 переводятся на колебательно-вращательные уровни S_1-состояния. Поскольку при электронных переходах, согласно принципу Франка–Кондона, межъядерная конфигурация должна сохраняться, то, согласно рис. 9.2, при оптическом возбуждении с нижних колебательно-вращательных уровней состояния S_0 молекулы переселяются главным образом на верхние колебательно-вращательные уровни S_1-состояния. С верхних уровней осуществляется быстрая (за время 10^{-11}–10^{-12} с) безызлучательная релаксация молекул (с передачей избыточной энергии раствору красителя) в низко расположенные состояния S_1, т. е. происходит процесс термолизации молекул внутри S_1-состояния. Термолизация в пределах состояния S_1 происходит быстрее, чем релаксация молекул из S_1 в другие электронные состояния.

Релаксация молекул с S_1-состояния идет по трем каналам. Прежде всего, это спонтанные излучательные переходы в основное состояние S_0. Они определяют флуоресценцию красителя. Время релаксации молекул с уровней S_1-состояния за счет спонтанных переходов составляет для разных красителей (1...5) 10^{-9} с. Спонтанные излучательные переходы подчиняется принципу Франка–Кондона. Как видно из рис. 9.2, флуоресценция красителя определяется переходами с нижних уровней S_1-состояния на верхние незаполненные уровни S_0-состояния.

Возбужденные молекулы с S_1-состояния могут перейти в S_0-состояние безызлучательно. Безызлучательную релаксацию на переходе $S_1 \to S_0$ называют внутренней конверсией. Внутренняя конверсия снижает количество молекул в состоянии S_1, способных перейти с излучением в состояние S_0, и таким образом уменьшает возможный квантовый выход флуоресценции*.

---

* Квантовый выход флуоресценции определяется как отношение полного числа фотонов, испущенных в процессе флуоресценции, к полному числу молекул, попавших при возбуждении в состояние T_1.

В лазерах используются красители, в которых вероятность внутренней конверсии мала по сравнению с вероятностью флуоресцентного распада состояния S_1.

С состояния S_1 возможна безызлучательная релаксация молекул в T_1-состояние – так называемая интеркомбинационная синглетно-триплетная конверсия. Она, как и внутренняя конверсия $S_1 - S_0$, уменьшает квантовый выход флуоресценции. Хотя вероятность синглетно-триплетной конверсии и мала (ее скорость составляет ~10^{-7} с) по сравнению с вероятностью флуоресцентной релаксации состояния, она может оказывать существенное влияние на излучательно-поглощательные процессы, проходящие в красителе. Дело в том, что триплетное состояние T_1 является метастабильным* и время жизни молекул в нем, если не принять специальных мер, довольно велико (~10^{-3} с). Поэтому заселенность состояния T_1, даже при малой вероятности синглетно-триплетной конверсии, может оказаться существенной, что приводит к значительному триплетно-триплетному ($T_1 \to T_2$) поглощению, спектр которого перекрывается со спектром флуоресценции. Кроме того, накапливание молекул в состоянии T_1 уменьшает полное число молекул в системе синглетных состояний и, как следствие, также снижает интенсивность флуоресценции.

Исходя из системы энергетических уровней молекул красителя, процесс создания инверсии населенностей и генерация излучения в лазерах на красителях сводятся к следующему. Генерация идет на переходе $S_1 - S_0$ между системой нижних колебательно-вращательных уровней S_1-состояния и системой верхних колебательно-вращательных уровней основного S_0-состояния. Инверсия населенностей на рабочем переходе $S_1 - S_0$ создается оптической накачкой. Излучением накачки молекулы красителя переводятся с нижних заполненных уровней основного состояния S_0 на верхние уровни состояния S_1, откуда они быстро релаксируют (~10^{-11} с) на нижние уровни состояния S_1. В результате при достаточно интенсивной накачке на переходе $S_1 - S_0$ между нижними уровнями S_1-состояния и верхними незаполненными уровнями S_0-состояния создается инверсия

---

* Излучательный переход с триплетного уровня S_1 в основное состояние S_0 запрещен правилом отбора ($\Delta S = 0$) по спиновому числу S. Переход молекул из T_1 в S_0 происходит в основном безызлучательным путем. Однако всегда с метастабильного уровня существует малая вероятность излучательных переходов. Излучение на переходе $T_1 \to S_0$ называют фосфоресценцией.

населенностей, обеспечивающая генерацию в лазере. С конечных лазерных уровней молекулы релаксируют безызлучательным путем в исходное состояние – на нижние уровни основного состояния S_0.

Трудность создания инверсии населенностей на переходе к $S_1 - S_0$ состоит в том, что верхнее лазерное состояние S_1 имеет малое время жизни (~10⁻9 с). Для сравнения отметим, что в широко распространенных лазерах на кристаллах YAG-Nd время жизни активных частиц в верхнем лазерном состоянии составляет ~10^{-4} с. Для обеспечения инверсии населенностей на переходе $S_1 - S_0$ красителя интенсивность накачки должна быть такой, чтобы скорость заселения верхнего лазерного состояния S_1 была больше скорости очищения его за счет флуоресценции (спонтанных переходов), внутренней и интеркомбинационной синглетно-триплетной конверсий. Как показывают исследования, требуемая интенсивность накачки в жидкостных лазерах более чем на два порядка выше, чем на твердотельных YAG-Nd-лазерах.

Существенное значение в работе лазеров на красителях имеет триплетно-триплетное ($T_1 \to T_2$) поглощение, спектр которого в большей или меньшей степени для разных красителей перекрывается со спектром флуоресценции (генерации). Благодаря синглетно-триплетной конверсии, при накачке верхнего лазерного состояния S_1 увеличивается заселенность триплетного состояния T_1, а это ведет к росту триплетно-триплетного ($T_1 \to T_2$) поглощения, т. е. к росту потерь в резонаторе лазера, что является одной из основных причин затрудняющих получение непрерывной генерации в лазерах на красителях.

Растворы красителей, в которых существенно триплетно-триплетное поглощение, могут быть, однако, использованы для создания лазеров с импульсной накачкой. При этом длительность импульса накачки должна быть порядка или меньше характерного времени интеркомбинационной конверсии (10^{-7}–10^{-8} с), чтобы за время накачки триплетный уровень не успел заселиться.

Для накачки лазеров на красителях используют излучение импульсных ламп и лазеров, генерирующих короткие световые импульсы.

Лазеры на красителях с ламповой накачкой по своей конструкции сходны с твердотельными лазерами. При этом вместо твердотельного элемента используется кювета с раствором красителя, представляющая собой трубку, чаще всего из кварцевого стекла, закрытую с торцев оптическими окнами. Иногда применяются активные элемен-

ты из пористого стекла, пропитанного раствором красителя, а также элементы, выполненные на основе твердого раствора красителей в полимерах (полистироле, полиметил-метакрилате).

Длительность импульсов генерации лазеров на красителях с ламповой накачкой составляет 0,1–150 мкс, импульсная мощность достигает десятка мегаватт, КПД – до 1%, частота импульсов генерации – до 100 Гц (при наличии прокачки раствора красителя через кювету).

Широкое распространение получили лазеры на красителях с лазерной накачкой. Именно лазерная накачка красителей дает возможность создавать как лазеры, работающие в импульсном режиме, так и непрерывные лазеры.

Накачка красителей наносекундными импульсами лазерного излучения позволяет избежать накопления в состоянии T_1 и тем самым практически избавиться от триплетно-триплетного ($T_1 \to T_2$) поглощения, являющегося одним из главных препятствий осуществления генерации на растворах многих красителей. При длительности импульсов накачке 20–30 нс триплетное состояние T_1 красителя практически не заселяется интеркомбинационной конверсией (время конверсии красителей составляет $\sim 10^{-7}$ с).

Используют две схемы лазерной накачки – продольную и поперечную. В первой схеме излучение накачки параллельно оси резонатора лазера на красителе, во второй – перпендикулярно ей.

В качестве примера на рис. 9.3 приведена упрощенная схема серийно выпускаемого лазера ЛЖИ-501. Краситель накачивается излучением второй гармоники импульсного лазера на АИГ–Nd-кристалле. Используется квазипродольная схема накачки АИГ–Nd. Лазер работает в режиме гигантских импульсов (см. раздел 11.1), который обеспечивает электрооптический затвор 1. Резонатор лазера образован глухим 2 и выходным 3 зеркалами. Излучение АИГ–Nd-лазера с длиной волны $\lambda = 1{,}06$ мкм, проходя

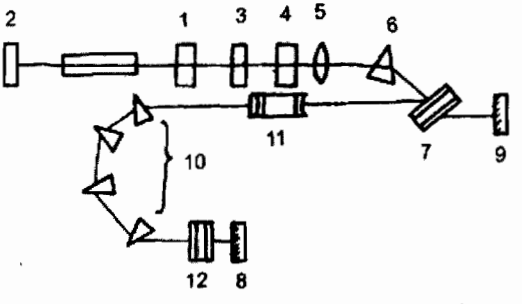


Рис. 9.3. Структурная схема импульсного жидкостного лазера на красителях

через нелинейный умножительный кристалл 4 (CDA–CsH_2As0_4), преобразуется во вторую гармонику ($\lambda = 0{,}532$ мкм) и направляется линзой 5 и призмой в лазер на красителе. Последний состоит из кюветы 7 с плоскопараллельными стенками, заполненной раствором красителя, и открытого резонатора, образованного глухим 8 и выходным 9 зеркалами. С целью уменьшения потерь, вследствие отражения от граней кюветы, ее устанавливают под углом Брюстера к оптической оси резонатора. Для перестройки длины волн излучения и сужения спектра генерации внутри резонатора помещают систему дисперсионных призм 10, телескоп 11 и наклонный интерферометр 12. Характеризуя импульсные лазеры на красителях с лазерной накачкой, приведем данные рассмотренного лазера типа ЛЖИ-501. Параметры лазера накачки: $\lambda = 532$ нм, длительность импульсов накачки 20 нс, импульсная мощность накачки 2 МВт, частота следования импульсов 50 Гц. Параметры выходного излучения: диапазон перестройки длины волны 550–560 нм, спектральная ширина излучения не более 0,1 нм, импульсная мощность излучения ~0,5 МВт, длительность импульса излучения ~15 нс.

Одно из главных препятствий осуществления непрерывной генерации в лазерах на красителях – наличие синглетно-триплетной конверсии, вызывающей заселение триплетного состояния T_1. Так как уровни T_1 являются метастабильными, то даже при малой вероятности интеркомбинационной синглетно-триплетной конверсии при непрерывной накачке населенность их становится значительной. Накопление молекул на уровнях триплетного состояния, во-первых, ведет к росту потерь на частоте генерации, связанных с триплетно-триплетным (Т–Т) поглощением; во-вторых, снижает число молекул в системе синглетных состояний, т. е. уменьшает концентрацию молекул, принимающих участие в генерации. Поэтому при создании непрерывных лазеров на красителях выбирают красители с возможно меньшей вероятностью синглетно-триплетной конверсии и принимают меры для дезактивации триплетного состояния T_1. Триплетное состояние T_1 очищается в процессе соударений молекул, находящихся в этом состоянии, с молекулами вспомогательных примесей специально вводимых так называемых тушителей триплетного состояния. В качестве тушителей используют кислород O_2, непредельные углеводороды циклооктатетраен C_8H_8 и дициклопентадиен $C_{10}H_{12}$. При этом удается снизить время жизни молекул в триплетном состоянии от 10^{-3} до 10^{-7} с.

Другим серьезным препятствием осуществления непрерывной генерации является неравномерный нагрев активной среды излучением накачки, вызывающий в ней сильную оптическую неоднородность. Возникновение в активной среде градиентов показателя преломления ведет к искажению картины поля в резонаторе и, как следствие, к дополнительным потерям энергии.

Обойти отмеченные трудности осуществления непрерывной генерации в жидкостных лазерах удалось путем использования быстрой прокачки раствора красителя, обеспечивая полную смену его в резонаторе за время в несколько микросекунд.

На рис. 9.4 приведена схема непрерывного лазера на растворах красителя. Резонатор лазера образован одним плоским 31 и двумя сферическими 32, 33 зеркалами. Как показывают исследования, из-за малого времени жизни рабочих молекул в верхнем лазерном состоянии пороговая интенсивность накачки лазеров на красителях составляет $5 \cdot 10^4$ Вт/см^2. Для накачки непрерывных лазеров чаще всего используются аргоновые или криптоновые ионные лазеры, мощностью от единиц до десятков ватт. При такой мощности лазера накачки обеспечение требуемой плотности накачки возможно лишь при фокусировке луча с диаметром каустики 10–20 мкм. Излучение от лазера накачки через дисперсионную призму ДП направляется на зеркало 32 и фокусируется им на кювете с красителем (СРК), обеспечивая необходимую плотность накачки.

Геометрия резонатора лазера на красителе выбирается такой, чтобы диаметр шейки каустики основной TEM_{00}-моды примерно равнялся диаметру пятна фокусировки лазера накачки, т.е. был равен 10–20 мкм.

Серьезной проблемой в создании надежных непрерывных лазеров является изготовление рабочих кювет с быстрой прокачкой раствора красителя (~10 м/с). В потоке раствора красителя не должно быть турбулентностей и кавитации. Кювета должна выдерживать высокие плотности излучения накачки, необхо-

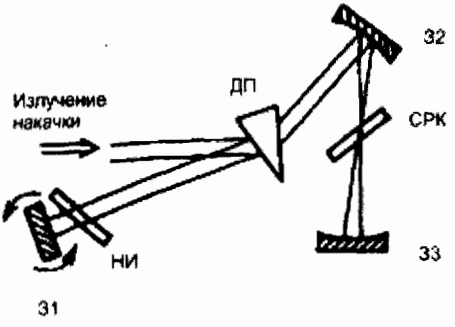


Рис. 9.4. Схема непрерывного лазера на растворах красителя

димые для возбуждения красителей. Часто при большой плотности накачки стенки кювет мутнеют и трескаются.

Было найдено оригинальное техническое решение: вместо кюветы использовать плоскопараллельную струю раствора красителя (СРК) в воздухе, формируемую с помощью специального сопла. Для устранения потерь на отражение плоскость струи ориентируют под углом Брюстера к оси резонатора. Струю пропускают через область перетяжки каустики основной $ТЕМ_{00}$-моды резонатора лазера на красителе. При скорости потока красителя в струе 15–20 м/с и диаметре перетяжки каустики основной $ТЕМ_{00}$-моды ≈ 15 мкм время прохождения $t_п$ молекул активной области составляет 10^{-6} с и меньше. При такой скорости незначительный нагрев раствора красителя почти не влияет на работу лазера.

Быстрая прокачка красителя способствует (при $t_п < \tau_{T_1}$) уменьшению ($T_1 - T_2$)-поглощения, так как молекулы в триплетном состоянии выводятся ею из активной области резонатора. В результате прокачки из зоны генерации также удаляются продукты фотораспада.

Дисперсионная призма не только служит для разделения пучка накачки и пучка лазера, но и является совместно с наклонным интерферометром (НИ) элементом для сужения спектра и перестройки частоты генерации.

В настоящее время непрерывные лазеры на растворах красителей выпускаются с выходной мощностью до 5–10 Вт, их КПД 20–40%. Ширина спектра генерации без использования селективных элементов достигает единиц нанометров. С помощью узкополосных селектирующих элементов ширину спектра сужают до 10^{-7} нм (вплоть до осуществления генерации на одном продольном типе резонатора лазера). Лазеры допускают плавную перестройку частоты без смены красителя до 50 нм и более, со сменой красителя диапазон перестройки достигает 400–750 нм.

ГЛАВА 10

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

Среди многообразных веществ, применяемых в качестве активного тела лазера, важное место занимают полупроводники. Физические свойства и особенности системы энергетических уровней полупроводников позволяют создавать на их основе высокоэффективные (с КПД в несколько десятков процентов) оптические квантовые генераторы, отличающиеся простотой конструкции и малыми размерами. При размерах излучающего кристалла, не превышающих 1×1 мм^2, удается получать мощность излучения в непрерывном режиме ≈ 10 Вт. Прежде чем перейти к описанию работы, устройства и характеристик полупроводниковых ОКГ, рассмотрим некоторые основные свойства полупроводников.

Свойства полупроводников тесно связаны со структурой электронных оболочек атомов, из которых они образованы. Атомы характеризуются стационарными состояниями, соответствующими дискретной последовательности значений энергии, и каждому такому состоянию отвечает определенная конфигурация электронных оболочек атомов. В полупроводнике атомы, образующие его, настолько близко располагаются друг к другу, что внешние электронные оболочки их соприкасаются или даже перекрываются. В результате характер движения валентных электронов резко изменяется. Электроны, находящиеся на определенном энергетическом уровне одного атома, получают возможность переходить без затраты энергии на соответствующий уровень соседнего атома и таким образом свободно перемещаться вдоль всего полупроводника. Вместо индивидуальных атомных орбит образуются коллективные, и подоболочки отдельных атомов объединяются в единый для всего полупроводника коллектив – зону. Дискретные электронные уровни изолированных атомов полупроводника в результате взаимодействия расщепляются в относительно широкие зоны (шириной ~1 эВ) разрешенных значений энергии, разделенные запрещенными зонами.

Каждая разрешенная зона образуется из большого числа уровней, равного количеству атомов в полупроводнике. Расстояние между соседними уровнями в разрешенных зонах очень мало (~10^{-22} эВ). Поэтому зоны можно рассматривать как сплошные полосы. Однако существенно, что в зоне число уровней все-таки конечно, что играет важную роль в определении характера распределения электронов полупроводника по состояниям.

Согласно принципу Паули, в каждом состоянии может быть только один электрон. Электроны стремятся, как и любые частицы и системы, занять состояния с наименьшей энергией. При ограниченном числе электронов, содержащихся в твердом теле, заполненными оказываются лишь несколько наиболее низких энергетических зон. Характер заполнения зон электронами и ширина запрещенных зон твердого тела определяют его энергетические и другие физические свойства.

Электроны полностью заполненных нижних зон не принимают участия в электропроводности вещества. Действительно, так как все состояния в заполненных зонах заняты, то внешнее электрическое поле не может оказывать какого-либо влияния на движение электронов. Оно может лишь вызвать перестановку электронов местами, не нарушая распределения их по скоростям (увеличение скорости одного электрона компенсируется соответствующим уменьшением скорости другого), т. е. электроны полностью заполненной зоны не могут приобрести под действием внешнего поля преимущественное направление движения, определяющее электрический ток. Поскольку нижние заполненные зоны не влияют на электрические, а также многие другие свойства твердого тела, то их в большинстве случаев вообще не учитывают. Рассматривают только самую верхнюю зону, целиком заполненную при абсолютном нуле температуры, – валентную зону, ближайшую лежащую над ней, разрешенную зону, называемую зоной проводимости.

Между зоной проводимости и валентной зоной лежит запрещенная зона (рис. 10.1,*а*), ширина которой для различных полупроводников составляет от долей до нескольких электронвольт. При температурах, близких к абсолютному нулю, в зоне проводимости полупроводникового кристалла электроны отсутствуют, а валентная зона полностью заполнена, т. е. кристалл полупроводника при температурах, близких к нулю, является диэлектриком.

Рис. 10.1. Зонная структура полупроводников

При повышении температуры часть электронов из валентной зоны за счет тепловой энергии переходит в зону проводимости. Уровни энергии в разрешенных зонах, как известно, расположены очень близко (интервал между соседними уровнями ~10^{-22} эВ). Поэтому заброшенные в зону проводимости электроны уже слабым электрическим полем могут переводиться на ближайшие свободные уровни этой же зоны, т. е. электроны в зоне проводимости ведут себя как свободные и определяют проводимость вещества.

Чем выше температура и чем меньше ширина запрещенной зоны, тем больше забрасывается электронов из валентной зоны в зону проводимости и тем выше проводимость полупроводника.

При ширине запрещенной зоны более 2–3 эВ из валентной зоны в зону проводимости при всех «доступных» нам температурах электронов забрасывается ничтожно мало. Поэтому вещества с пустой зоной проводимости, имеющие ширину запрещенной зоны более 2 эВ, не проводят ток, являясь диэлектриками. В металлах зона проводимости вплотную примыкает к валентной зоне или частично перекрывается с ней. Проводимость в полупроводниках создается не только электронами, попавшими в зону проводимости. Дело в том, что после ухода электронов в зону проводимости из полностью заполненной валентной зоны в ней остаются незаполненные состояния – дырки. Благодаря этому электроны валентной зоны получают возможность перемещаться под действием электрического поля и тем самым вносят вклад в ток. Во внешнем электрическом поле электрон валентной зоны совершает переход на освободившееся состояние, в результате дырка движется в направлении, противоположном направлению движения электронов, как если бы она обладала положительным

зарядом. Дырка ведет себя как частица с положительным зарядом, равным по величине заряду электрона.

Таким образом, электропроводность полупроводников обусловливается двумя типами носителей тока: электронами в зоне проводимости и положительными дырками в почти заполненной валентной зоне. В первом случае говорят об электронной, во втором – о дырочной проводимости.

Полупроводники, в которых свободные электроны и дырки образуются только за счет переброса из валентной зоны в зону проводимости, называют собственными, а их проводимость – собственной проводимостью. В них число свободных электронов равно числу дырок.

Свойства полупроводников весьма существенно зависят от примесей. Это связано с тем, что атомы примеси, внедряясь в кристаллическую решетку полупроводника, изменяют его энергетическую структуру и влияют на концентрацию носителей тока. Так, если в решетку кристалла входят атомы примеси, то часть энергетических уровней этих атомов попадает в запрещенный промежуток между валентной зоной и зоной проводимости.

Различают донорные и акцепторные примеси. У донорных примесей энергетический уровень основного состояния, занятый валентным электроном, лежит внутри запрещенной зоны вблизи от нижнего края (дна) зоны проводимости (рис. 10.1,*б*), а уровни возбужденных состояний – в зоне проводимости.

При температуре, близкой к абсолютному нулю, валентные электроны примесей находятся на энергетическом уровне основного состояния и не могут участвовать в проводимости. При возрастании температуры валентные электроны будут переходить в зону проводимости, вызывая в ней проводимость. Поскольку величина энергии, необходимой для перехода с донорного уровня в зону проводимости, значительно меньше ширины запрещенной зоны, то при низких температурах в зоне проводимости благодаря переходам с донорных уровней образуются электроны. Полупроводники, у которых электроны в зоне проводимости появляются вследствие перехода с примесных донорных уровней, называются электронными полупроводниками, или полупроводниками *n*-типа.

У акцепторных примесей электронный энергетический уровень основного состояния лежит в валентной зоне, а следующий за ним свободный уровень расположен выше верхнего края (потолка) вален-

тной зоны вблизи от него (рис. 10.1,*в*). При температуре абсолютного нуля электроны кристалла и примесей заполняют валентную зону и электропроводность его равна нулю. При повышении температуры часть электронов из валентной зоны будет забрасываться на свободные уровни примесных атомов, в ней появятся пустые места – дырки и станет возможна дырочная проводимость.

Полупроводники, в которых дырки в валентной зоне образуются в результате перехода электронов из нее на примесные уровни, называются дырочными полупроводниками, или полупроводниками *p*-типа.

В отличие от собственных полупроводников, где проводимость осуществляется одновременно электронами и дырками, в примесных полупроводниках проводимость обусловливается в основном носителями одного типа: электронами – в полупроводниках *n*-типа и дырками – в *p*-полупроводниках. Эти носители называются основными. Кроме них в полупроводнике присутствуют неосновные носители: в электронном полупроводнике – дырки, в дырочном – электроны. Концентрация основных носителей обычно превалирует над концентрацией неосновных.

Для анализа и описания различных физических процессов в полупроводниках необходимо знать распределение электронов и дырок по энергетическим уровням. Оно зависит от взаимодействия электронов с тепловыми колебаниями атомов решетки кристалла и внешними электромагнитными полями (например, светом), вызывающими перераспределение электронов как внутри частично заполненных зон, так и из зоны в зону.

Особое значение имеет распределение электронов по энергетическим уровням для полупроводников, находящихся в состоянии термодинамического равновесия. Благодаря взаимодействиям с атомами кристаллической решетки в состоянии равновесия температуры электронов и атомов одинаковы. При этом каждой температуре соответствует вполне определенное распределение электронов по энергетическим уровням. Распределение носителей тока по энергетическим состояниям, которое существует в полупроводнике, находящемся в тепловом равновесии, а также соответствующие ему концентрации электронов и дырок, называют равновесными. Если возбуждение электронов происходит не в результате взаимодействия с тепловыми колебаниями атомов решетки, а за счет других процес-

сов (например, облучением светом), то в течение некоторого времени электроны могут обладать температурой, превышающей колебательную температуру атомной решетки. Такие электроны (и дырки) называют неравновесными носителями тока. Неравновесные носители, сталкиваясь с решеткой, быстро (за время 10^{-10}–10^{-13} с в зависимости от типа полупроводника) отдают ей излишки энергии, переходя в тепловое равновесие с решеткой, и становятся не отличимыми от равновесных носителей. Это означает, что распределение неравновесных носителей по энергетическим состояниям такое же, как и равновесных, только их концентрация больше равновесной.

Как показывает теория, при термодинамическом равновесии распределение электронов по энергетическим состояниям описывается функцией Ферми-Дирака:

$$f_e(E)=\frac{1}{\exp\left[\dfrac{E-\mu_F}{kT}\right]+1}, \qquad (10.1)$$

где T – абсолютная температура; k – постоянная Больцмана. Величина μ_F называется энергией Ферми, или химическим потенциалом. Функция $f_e(E)$ характеризует вероятность того, что состояние с данной энергией E занято.

Как следует из (10.1), при $T \to 0$ для $E-\mu_F<0$ функция $f_e(E)\to 1$, для $E-\mu_F>0$ $f_e(E)\to 0$. Поэтому при абсолютном нуле температуры в интервале энергий от нуля до μ_F функция распределения Ферми-Дирака равна единице (рис. 10.2). При энергии, большей μ_F, она равна нулю. Это означает, что при абсолютном нуле температуры все разрешенные энергетические состояния, лежащие ниже энергетического уровня Ферми, заняты, а лежащие выше него – пусты.

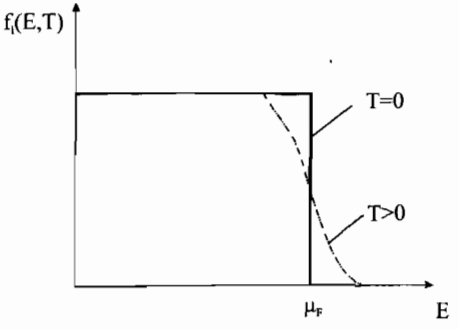


Рис. 10.2. Функция распределения Ферми-Дирака

При температуре, отличной от абсолютного нуля, вместо скачкообразного изменения функции Ферми происходит сравнительно

плавное изменение ее от значения $f_e(E)=1$ к значению $f_e(E)=0$ (пунктирная линия на рис. 10.2). В интервале температур, для которых $kT \ll \mu_F$, этот постепенный переход происходит вблизи от $E=\mu_F$ в узкой полосе $\sim kT$. Нагревание ведет к перераспределению электронов по энергетическим уровням. Электроны в результате теплового возбуждения переходят из состояний с энергией, меньшей μ_F, в состояния с энергией, большей μ_F. При $kT \ll \mu_F$ тепловому возбуждению в основном подвергаются лишь электроны, находящиеся на уровнях, тесно примыкающих к уровню Ферми. При $E=\mu_F$ и $T \neq 0$ функция Ферми-Дирака принимается равной $f_e(E)=1/2$. Следовательно, вероятность заполнения электронами состояния с энергией Ферми равна 0,5.

Так как зависимость $f_e(E)$ определяет вероятность заполнения данного уровня электроном, то функция

$$f_p(E)=1-f_e(E)$$

означает вероятность того, что уровень свободен, т. е. занят дыркой. Иначе говоря, функция

$$f_p(E)=\frac{1}{\exp\left[\dfrac{\mu_F-E}{kT}\right]+1}$$

характеризует распределение дырок по энергетическим уровням.

Величина μ_F является основным параметром, определяющим энергетическое распределение электронов и дырок в полупроводнике. Он зависит от типа полупроводника, количества примесей и температуры. Принципиально теория позволяет для каждого конкретного случая рассчитать энергию Ферми. Величина μ_F в однородном кристалле определяется из условия нейтральности, которое сводится к тому, чтобы концентрация электронов равнялась концентрации дырок. При этом расчет основывается на том свойстве, что химический потенциал для электронов и дырок данного полупроводника один и тот же.

В собственном полупроводнике уровень Ферми при температуре абсолютного нуля проходит посередине запрещенной зоны (рис. 10.3,*а*). В примесном слаболегированном электронном по-

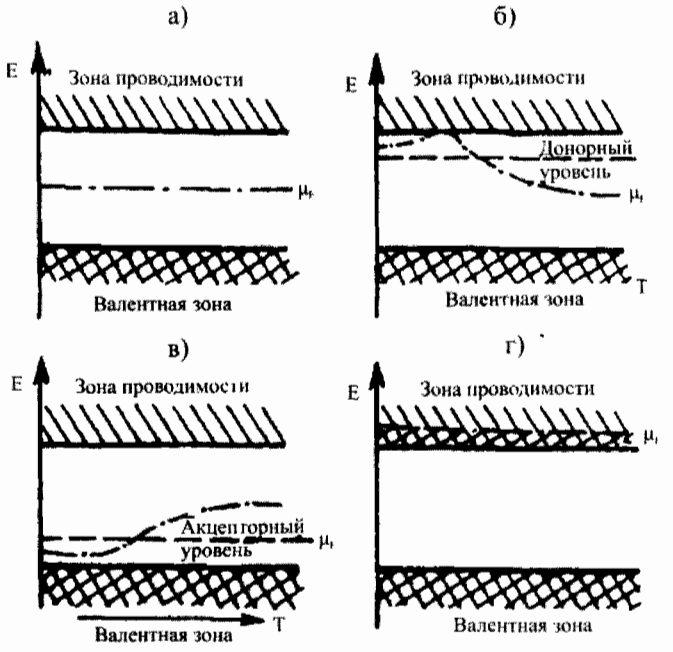


Рис. 10.3. Расположение уровня Ферми-Дирака в полупроводниках различного типа

лупроводнике при температуре абсолютного нуля уровень Ферми проходит посередине между дном зоны проводимости и донорными уровнями. С повышением температуры он сначала поднимается вверх, не доходя до дна зоны проводимости, а затем смещается вниз, стремясь к середине запрещенной зоны (рис. 10,*б*). В примесном слаболегированном дырочном полупроводнике при $T = 0$ уровень Ферми проходит посередине между потолком валентной зоны и акцепторными уровнями. При повышении температуры он поднимается, стремясь к середине запрещенной зоны (рис. 10.3,*в*).

Положение уровня Ферми зависит от концентрации примесей. Увеличение концентрации акцепторных (донорных) приимесей ведет к смещению уровня Ферми ко дну зоны проводимости (потолку валентной зоны). При сильной степени легирования донорные и акцепторные уровни вследствие взаимодействия примесных атомов расщепляются в полосы, сливающиеся с зоной проводимости или валентной зоны, и уровень Ферми оказывается в одной из них

(рис. 10.3,*г*). Такие полупроводники называют вырожденными. Они широко используются для создания полупроводниковых лазеров.

Как следует из термодинамики, химический потенциал для всех частей системы, находящейся в равновесии, должен быть один и тот же. Эта важная особенность химического потенциала позволяет описывать поведение энергетических уровней при соединении двух различных полупроводников. На рис. 10.4,*а* приведена система энергетических уровней изолированных *n*- и *p*-полупроводников, а на рис. 10.4,*б* – система этих же полупроводников, приведенных в контакт между собой и находящихся в равновесии.

В контактной области полупроводников возникают потенциальные барьеры: для электронов – в *n*-полупроводнике, для дырок – в *p*-полупроводнике. Образование потенциального барьера связано с появлением на границе полупроводников двойного слоя зарядов. Поскольку в *n*-полупроводнике концентрация электронов больше, чем в *p*-полупроводнике, то они диффундируют в *p*-область. Благодаря этому в граничном слое *n*-полупроводника из-за ухода электронов образуется объемный положительный заряд ионизированных

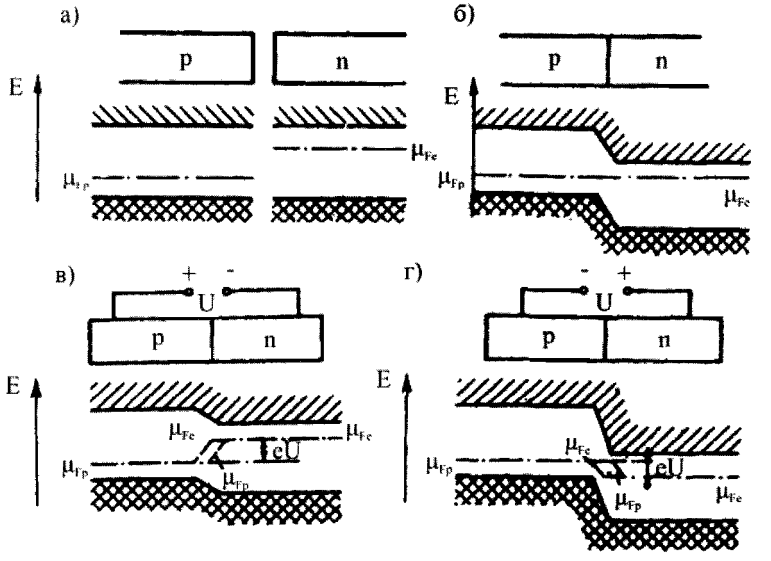


Рис. 10.4. Схема энергетических уровней изолированных n- и p-полупроводников (а) и система этих же полупроводников находящихся в контакте (б)

донорных атомов. С другой стороны, в результате диффузии дырок из акцепторного полупроводника в *n*-область в граничном слое *p*-полупроводника образуется объемный заряд неподвижных атомов акцепторной примеси. Между слоями объемного заряда образуется разность потенциалов, направленная от *n* –к *p*-полупроводнику, препятствующая перетеканию электронов из *n* – в *p*-область, а дырок из *p* – в *n*-область. Образующаяся разность потенциалов, наоборот, способствует перетеканию неосновных носителей между полупроводниками, т. е. электронов из *p* – в *n* – и дырок из *n* – в *p*-область. Величина потенциального барьера, возникающая в контакте двух полупроводников, находящихся в равновесии, такова, что потоки носителей тока, направленные в противоположные стороны, равны, это обеспечивается при равенстве потенциала Ферми в обеих частях перехода.

При подведении напряжения к полупроводникам, находящимся в контакте, уровни Ферми в них сдвигаются на величину приложенной разности потенциалов. При прямой полярности напряжения, когда положительный потенциал подан на *p*-полупроводник, а отрицательный – к полупроводнику с *n*-проводимостью, уровни энергии полупроводников смещаются так, что величина потенциального барьера в граничном слое полупроводников уменьшается (рис. 10.4,*а*). Это ведет к увеличению диффузии электронов из *n* – в *p* –, а дырок из *p* – в *n*-области, и через переход течет ток (ток прямой ветви).

В случае обратной полярности напряжения потенциальный барьер увеличивается (рис. 10.4,*г*), что уменьшает поток основных носителей через него, и через переход идет слабый ток, определяемый неосновными носителями (обратный ток).

При наличии между полупроводниками внешнего напряжения, вызывающего инжекцию носителей тока из *n*- и *p*-областей, в области перехода концентрация электронов и дырок получается отличной от равновесного значения. Распределение электронов и дырок в области перехода характеризуется квазиуровнями Ферми μ_{Fe} и μ_{Fp}. Вне перехода квазиуровни Ферми совпадают с уровнями Ферми соответствующего полупроводника (см. рис. 10.4).

Отличительной особенностью энергетической структуры полупроводников, играющей первостепенную роль в процессе взаимодействия их с электромагнитным излучением, является зависимость электронных уровней от импульса (волнового вектора) носителей

тока. Она обусловлена процессами взаимодействия электронов с внутренним полем кристаллической решетки.

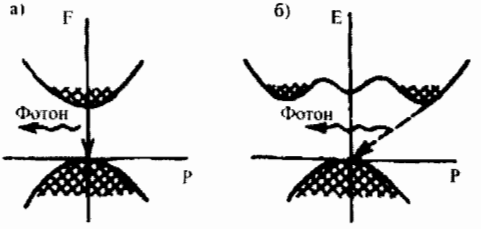


Рис. 10.5. Зависимость структуры энергетических зон от импульса для двух типов полупроводников

На рис. 10.5 показана зависимость структуры энергетических зон от импульса $P = hk$ для двух типов полупроводников. У полупроводников типа антимонида индия (JnSb), арсенида галлия (GaAs), фосфида индия (JnP) и некоторых других потолок валентной зоны и дно зоны проводимости имеют вид парабол, вершины которых соответствуют одному и тому же значению P (рис. 10.5,*а*).

У многих полупроводников, таких, как германий (Ge), кремний (Si), границы валентной зоны и зоны проводимости имеют сложный вид (рис. 10.5,*б*). Здесь максимум валентной зоны и минимум зоны проводимости имеют место при различных значениях импульса.

Любые частицы стремятся занять такое состояние, при котором их энергия минимальна. Поэтому электроны в зоне проводимости стремятся занять уровни вблизи минимума границы валентной зоны, а дырки сосредотачиваются вблизи максимума границы валентной зоны. Таким образом, обычно электроны и дырки скапливаются на энергетических уровнях вблизи экстремумов границ разрешенных зон.

В полупроводниковых лазерах в качестве рабочего могут быть использованы различные переходы: валентная зона – зона проводимости, разрешенная зона – уровни примесных атомов и переходы между уровнями примесей. Во всех практически осуществленных полупроводниковых лазерах используются межзонные переходы. Они сопровождаются либо ре-комбинацией электронов зоны проводимости с дырками валентной зоны, либо генерацией (рождением) электронно-дырочных пар.

В соответствии с основами физики при любых переходах наряду с выполнением закона сохранения энергии выполняется закон сохранения импульса. Согласно последнему, при межзонных переходах с поглощением или испусканием фотона должно выполняться равенство $\vec{P}_1 = \vec{P}_2 + \vec{P}_ф$, где $\vec{P}_1$ и $\vec{P}_2$ – соответственно импульс электрона в начальном и конечном состояниях, $\vec{P}_ф$ – импульс фотона.

Импульс фотона равен $h\nu/c \approx \Delta E/c$ ($h\nu$ – энергия кванта, ΔE – ширина запрещенной зоны). Для полупроводников ΔE ~1 эВ и значение $P_ф$ существенно меньше импульса электрона, имеющего величину $\sim h\frac{\pi}{a}$ (a – период решетки кристалла). Поэтому $\vec{P}_1 \cong \vec{P}_2$, т. е. излучение и поглощение фотона при межзонных переходах могут происходить без участия других частиц лишь в том случае, если импульсы электронов в начальном и конечном состояниях равны. Квантовые переходы, происходящие без изменения импульса электрона, называются прямыми. Прямые переходы осуществляются в полупроводниках, у которых максимум границы валентной зоны и минимум границы зоны проводимости соответствуют одному и тому же значению импульса P (на рис. 10.5,*а* прямой переход изображен вертикальной стрелкой).

В отличие от рассмотренного случая в полупроводниках с энергетической структурой, изображенной на рис. 10.5,*б*, процесс испускания и поглощения фотонов при переходах между состояниями, лежащими вблизи экстремумов валентной зоны и зоны проводимости, сопровождается изменением импульсов электронов. Последнее обусловливается изменением колебательного состояния решетки кристалла, т. е. излучением или поглощением фонона. При таких переходах, в соответствии с законом сохранения импульса, должно выполняться равенство: $\vec{P}_1 = \vec{P}_2 + \vec{P}_ф + \vec{P}_{фн}$, где $\vec{P}_{фн}$ – импульс фонона.

Переходы, при которых электрон изменяет свой импульс, называются непрямыми (на рис. 10.5,*б* непрямой переход изображен наклонной стрелкой). Вероятность непрямых переходов существенно меньше, чем прямых. В настоящее время для полупроводниковых лазеров применяют только материалы с прямыми переходами.

Метод создания инверсии населенностей полупроводниковых лазеров. Основной проблемой создания лазера на полупроводниках, как и любого другого, является получение состояния с инверсией населенностей, обеспечивающей усиление света резонансной частоты перехода. Определим условие достижения инверсной населенности в полупроводнике. Для этого необходимо потребовать, чтобы в нем индуцированное излучение преобладало над поглощением.

Рассмотрим два уровня полупроводника, первый из которых лежит в валентной зоне и имеет энергию E_1, а второй с энергией E_2 –

в зоне проводимости. Переходы между этими уровнями будут определять поглощение или излучение с квантами энергии $h\nu_{21} = E_2 - E_1$.

Среднее число электронов на уровнях 1 и 2 определяется функциями распределения Ферми-Дирака:

$$f_1(E_1) = \frac{1}{\exp\left[\frac{E_1 - \mu_{Fp}}{kT}\right] + 1} \text{ и } f_2(E_2) = \frac{1}{\exp\left[\frac{E_2 - \mu_{Fe}}{kT}\right] + 1},$$

где μ_{Fe} и μ_{Fp} – квазиуровни Ферми для электронов в валентной зоне и дырок в зоне проводимости.

Количество излучаемых фотонов пропорционально числу электронов на верхнем уровне f_2 и числу пустых мест, т. е числу дырок $(1 - f_1)$ на нижнем уровне. Количество поглощенных фотонов, наоборот, пропорционально числу электронов на нижнем уровне f_1 и числу дырок $(1 - f_2)$ на верхнем. Энергия, излучаемая полупроводником за счет индуцированных переходов $2 \to 1$, пропорциональна произведению $f_2(1 - f_1)h\nu_{21}$, а поглощаемая – величине $f_1(1 - f_2)h\nu_{21}$. Отсюда следует, что индуцированное излучение будет превышать потери, если $f_2(1 - f_1) > f_1(1 - f_2)$, т. е. $f_2 > f_1$, или с учетом выражения для функции Ферми f_2 и f_1 имеем

$$\mu_{Fe} - \mu_{Fp} > E_2 - E_1 = h\nu_{21}.$$

Считая уровни 2 и 1 совпадающими с границами разрешенных зон, условие инверсной населенности в полупроводнике для межзонных переходов запишем в виде: $\mu_{Fe} - \mu_{Fp} > \Delta E_3$, где ΔE_3 – ширина запрещенной зоны.

Таким образом, в проводнике, в котором создано состояние инверсии населенностей, расстояние между квазиуровнями Ферми для электронов и дырок должно превышать ширину запрещенной зоны. Это означает следующее: хотя бы один из квазиуровней Ферми должен находиться в разрешенной зоне, т. е. должно иметь место состояние вырождения для электронов или для дырок, или одновременно для тех и других.

На рис. 10.6 показана энергетическая схема полупроводника, в котором создано вырождение для электронов и для дырок. Заштрихованные области соответствуют плотному заполнению состояний

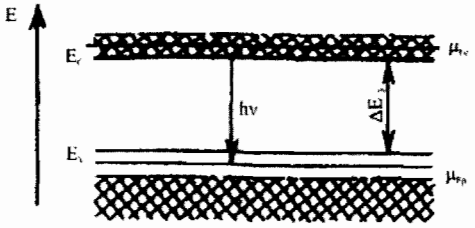


Рис. 10.6. Энергетическая схема полупроводника, в котором создано вырождение для электронов и для дырок

электронами. Свет с частотой, лежащей в пределах от $\mu_{Fe}-\mu_{Fp}/h$ до $(E_c-E_v)/h$, при прохождении через такой полупроводник будет усиливаться благодаря индуцированным переходам электронов из зоны проводимости в валентную зону.

Для создания инверсии населенностей в полупроводниках в настоящее время используется несколько способов возбуждения: инжекция носителей тока через электронно-дырочный переход, электронное возбуждение, оптическое возбуждение, ударная ионизация.

Наиболее широкое распространение получил метод инжекции через *n*–*p*-переход неравновесных носителей тока. Преимуществом этого метода возбуждения является простота в сочетании с высоким коэффициентом полезного действия, величина которого теоретически может быть близкой к 100%. Полупроводниковые лазеры, в которых для создания инверсной населенности применяется метод инжекции неосновных носителей через *p*– *n*-переход, получили название инжекционных.

В инжекционных лазерах используется *p*–*n*-переход вырожденных полупроводников. Как показывает энергетическая диаграмма *p*– *n*-перехода вырожденных полупроводников в отсутствие внешнего напряжения (рис. 10.7,*а*), уровни Ферми для *p*- и *n*-областей совпадают. При этом, естественно, условие $\mu_{Fe}-\mu_{Fp}>\Delta E_3$ не выполняется и инверсия населенностей отсутствует. Последнее означает, что в любой области полупроводника населенность электронных уровней в зоне проводимости меньше населенности дырок в валентной зоне. Возникновению инверсии населенностей препятствует образующийся на границе полупроводников потенциальный барьер, преграждающий перемещение электронов из *n*-области в зону проводимости *p*-полупроводника и дырок из *p*-области в валентную зону *n*-полупроводника. Для получения состояния с инверсией населенностей к *p*–*n*-переходу нужно приложить напряжение $U>\Delta E_3/e$. При приложении к *p*–*n*-переходу напряжения U в пропускном направлении потенциальный барьер уменьшается на величи-

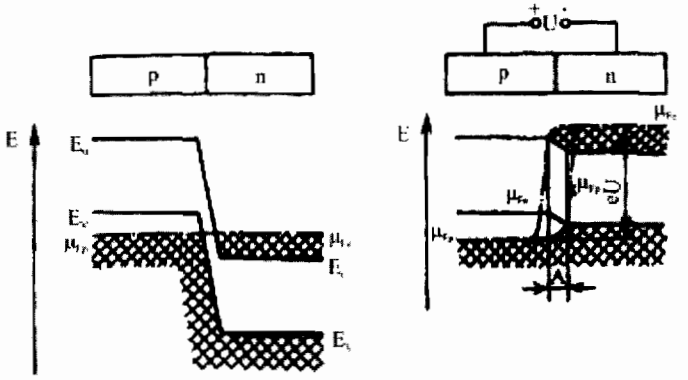


Рис. 10.7. Энергетические диаграммы p-n-перехода вырожденных полупроводников в отсутствие внешнего напряжения (а) и при его наличие (б)

ну eU и электроны из n-области и дырки из p-области устремляются через переход навстречу друг другу. В p–n-переходе в слое, толщиной порядка диффузионной длины, образуется неравновесная концентрация носителей тока. Квазиуровни Ферми, характеризующие концентрацию электронов и дырок в области перехода, мало чем отличаются от соответствующих уровней Ферми в электронной и дырочной частях. При приложении в прямом направлении напряжения (рис. 10.7,*б*) в p–n-переходе образуется активная область с инверсией населенностей, содержащая одновременно вырожденные электроны и дырки. Теория показывает, что ширина активной области имеет величину порядка диффузионной длины носителей тока и составляет несколько микрон.

Устройство инжекционных лазеров. На рис. 10.8 показано схематическое устройство инжекционного лазера. Полупроводниковый кристалл с $p-n$-переходом, имеющий форму прямоугольной призмы, помещается между двумя массивными металлическими контактными пластинами, которые служат для подвода возбуждающего тока и одновременно обеспечивают отвод от него тепла. Две боковые противоположные грани кристалла, перпендикулярные плоскости перехода, выполняют параллельными и полируют с оптической точностью. Они представляют собой отражающие поверхности открытого резонатора. Чаще всего отражающие поверхности получают путем скола кристалла вдоль кристаллографической плоскости,

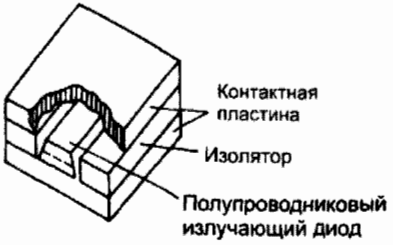


Рис. 10.8. Устройство полупроводникового инжекционного лазера

что обеспечивает идеально ровные и одновременно параллельные поверхности. Вследствие высокого показателя преломления большинства полупроводников, используемых в лазерах (например, у GaAs $n = 3{,}6$), поверхность полупроводник – воздух имеет довольно значительный коэффициент отражения, который оказывается достаточным для выполнения условия возбуждения. Часто на одну из граней напыляется полностью отражающее покрытие для того, чтобы излучение происходило в одном направлении. Две другие грани кристалла делают шероховатыми или скашивают их под небольшим углом, чтобы воспрепятствовать возникновению колебаний в нерабочих направлениях.

Излучающий кристалл имеет следующие габариты: расстояние между полированными поверхностями (длина резонатора) обычно составляет 0,2–0,5 мм, поперечные размеры того же порядка. Большинство полупроводниковых лазеров требует для работы принудительного охлаждения до азотных (77 К) или даже гелиевых (4,2 К) температур. Для этого применяют сосуды Дюара с жидким азотом или гелием, микрохолодильные машины замкнутого типа, осуществляют охлаждение на основе использования эффектов Пельтье и Джоуля–Томсона.

Излучающий кристалл с p–n-переходом имеет низкое сопротивление (доли ома) в прямом направлении. Поэтому для накачки требуются низковольтные (единицы вольт) источники тока. Возбуждение осуществляется импульсами тока длительностью от нескольких до десятых долей микросекунд. Частота повторения импульсов может достигать сотен килогерц. Источник питания лазера обычно представляет собой генератор импульсов с согласующим трансформатором, выходная обмотка которого состоит из одного витка с большим поперечным сечением провода.

Основные технические характеристики и параметры инжекционных лазеров. В настоящее время инжекционные лазеры созданы на основе многих полупроводниковых материалов. В табл. 10.1 приведены материалы, используемые для инжекционных лазеров, и дли-

ны волн излучения. У смешанных кристаллов (Ga + Al) As ширина запрещенной зоны зависит от процентного содержания компонентов. Поэтому для них указана не фиксированная длина волны, а диапазон длин волн.

Наиболее полно изучены и получили широкое распространение инжекционные лазеры на основе арсенида галлия GaAs. Для возникновения колебаний в полупроводниковом генераторе, как и в любом лазере, инверсия населенностей должна быть такой, при которой усиление превышает потери в рабочем веществе и потери, связанные с пропусканием зеркал и дифракцией на них. Инверсия населенностей в инжекционном лазере определяется возбуждающим током. Ток, при котором в полупроводниковом лазере возникнет когерентное излучение, называют пороговым. Для сравнительной характеристики качества излучающих диодов лазера удобнее пользоваться не пороговым током $i_{пор}$, а его плотностью $j_{пор} = i_{пор}/S$, где S – площадь p–n-перехода.

Таблица 10.1

Полупроводник	Длина волны, мкм	Полупроводник	Длина волны, мкм
		Смешанный кристалл (твердый раствор)	
Арсенид галлия GaAs	0,85	GaP_xAs_{1-x}	0,63–0,9
Фосфид индия InP	0,9	$JnAs_xP_{1-x}$	0,90–3,1
Антимонид галлия GaSb	1,6	$JnGa_{1-x}As_x$	0,85–3,2
Арсенид индия InAs	3,2	$Al_xGa_{1-x}As$	0,63–0,9
Сульфид свинца PbS	4,2	$Al_xGa_{1-x}Sb$	1,1–1,6
Антимонид индия InSb	5,3	$Al_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y$	0,62–0,90
Теллурид свинца PbTe	6,5	$Ga_xJn_{1-x}As_yP_{1-y}$	0,6–3,0
Селенид свинца PbSe	8,5	$GaAs_{1-x}Sb_x$	0,85–1,60

Величина пороговой плотности тока зависит от многих факторов. Существенное влияние на нее оказывают посторонние примеси и различные дефекты кристаллической решетки материала излучающего диода. Они увеличивают вероятность релаксационных безызлучательных переходов, что затрудняет создание инверсии населенностей. Для уменьшения плотности порогового тока при изготовлении лазерных диодов используют материалы особой чистоты.

Плотность порогового тока зависит от длины резонатора. Эту зависимость легко установить, если воспользоваться условием возникновения колебаний в лазере и считать, что показатель усиления α_ν в полупроводниковом лазере пропорционален плотности инжекционного тока $a_\nu = \xi j$, где ξ – некоторый коэффициент, представляющий по смыслу показатель усиления при единичной плотности тока. Тогда условие возникновения колебаний можно записать в виде

$$\exp\left[2\left(\xi j_{\text{пор}} - \beta_0\right)L\right] r_1 r_2 = 1,$$

следовательно,

$$j_{\text{пор}} = \frac{1}{\xi}\left(\beta_0 + \frac{1}{2L}\ln r_1 r_2\right). \qquad (10.2)$$

Согласно (10.2), плотность порогового тока линейно зависит от $1/L$. Эта функция подтверждается экспериментально (рис. 10.9). В «хороших» диодах из GaAs величина β_0 составляет 10–20 см$^{-1}$, коэффициент $\xi \cong 2 \cdot 10^{-2}$ см/А для температуры 77 К и сильно зависит от температуры.

Практически используются кристаллы длиной 0,2–0,5 мм, хотя с точки зрения уменьшения пороговой плотности необходимы кристаллы длиной в несколько раз больше указанной величины. Однако длинные кристаллы высокого оптического качества технически выполнить весьма трудно.

Пороговая плотность тока существенно зависит от температуры (рис. 10.10). Увеличение порогового тока с ростом температуры обусловлено одновременным действием нескольких основных причин. Во-первых, с повышением температуры электроны переходят на уровни с большей энергией. Поэтому населенность уровней вблизи дна зоны проводимости в *n*-области перехода уменьшается (уровень Ферми смещается ко дну зоны прово-

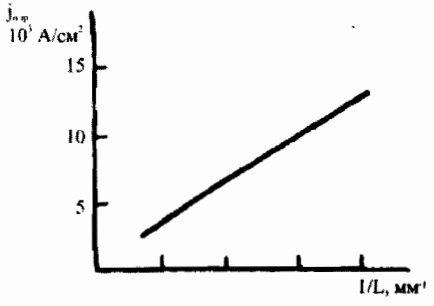


Рис. 10.9. Зависимость порогового тока лазера от длины резонатора

димости), а населенность уровней вблизи потолка валентной зоны в p-области перехода увеличивается (уровень Ферми p-полупроводника смещается к потолку валентной зоны). В результате с возрастанием температуры инверсия населенностей уменьшается. Во-вторых, с ростом температуры увеличиваются релаксационные безызлучательные межзонные переходы, что ведет также к уменьшению инверсии населенностей. И, наконец, при повышении температуры растут нерезонансные потери (коэффициент β_0).

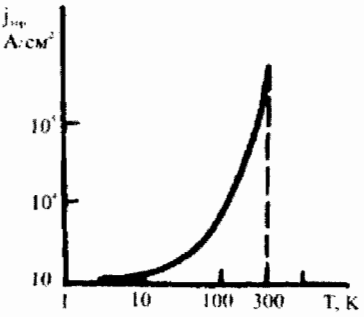


Рис. 10.10. Зависимость порогового тока лазера от температуры кристалла

Как показывают теоретические и экспериментальные исследования, при низкой температуре $(T > 30\,\text{К})\, j_{пор}$ возрастает медленно. При высоких температурах ($T > 100$ К) плотность порогового тока растет приблизительно пропорционально T^3 и имеет величину $\sim 10^5$ А/см² при комнатной температуре (при реальном размере кристалла $0{,}2 \times 0{,}1$ мм² пороговый ток около 10 А). Почти также быстро растет и мощность, рассеиваемая в излучающем кристалле, достигая величин, при которых кристалл разрушается. Это является основным препятствием в создании инжекционных лазеров, работающих в непрерывном режиме при комнатной температуре.

Выход из создавшегося положения был найден Ж.И. Алферовым (СССР) в использовании гетеропереходов, позволивших снизить плотность порогового тока более чем на два порядка и получить непрерывный режим генерации полупроводникового инжекционного лазера при комнатной температуре. Гетеропереходы образуются на стыке полупроводников с разной шириной запрещенной зоны. Оптимальной для лазера является двойная гетероструктура, представляющая собой трехслойную полупроводниковую систему, имеющую два гетероперехода.

Наиболее подходящими для создания гетеропереходов оказались два полупроводника: арсенид галлия GaAs и твердый раствор (Ga + Al)As, обладающие практически одинаковыми кристаллическими решетками, но разными величинами запрещенных зон.

На основе этой пары были созданы инжекционные лазеры на арсениде галлия с двухсторонней гетероструктурой типа *n*(Al, Ga)As–*p*GaAs–*p*(Al,Ga)As. Двойная гетероструктура этих лазеров состоит из тонкого слоя (толщиной около микрона) арсенида галлия *p*-типа, заключенного между *p*- и *n*-областями раствора $Al_x Ga_{1-x}As$, имеющего более широкую запрещенную зону.

На рис. 10.11 приведена упрощенная энергетическая зонная диаграмма двойной гетероструктуры в отсутствие напряжения (рис. 10.11,*а*) и с внешним напряжением (рис. 10.11,*б*), приложенным в прямом направлении. Приложенное к гетеропереходу напряжение приводит к инжекции электронов из широкозонного *n*-полупроводника (Al, Ga)As) в область *p*GaAs, где образуется инверсия населенностей.

Особенностью рассматриваемой гетероструктуры является возможность осуществления режима суперинжекции. Для этого режима характерно то, что плотность инжектируемых в узкозонный активный материал *p*GaAs электронов превышает их равновесную концентрацию в широкозонном эмиттере (кристалле *p*(Al, Ga)As). Суперинжекция создается при напряжениях, близких и больших контактной разности потенциалов пары полупроводников *p*GaAs–*n*(Al, Ga)As, когда потенциальный барьер для электронов исчезает.

Увеличению инверсии в активном слое *p*GaAs двойной гетероструктуры способствует так называемое электронное ограничение. Оно состоит в том, что инжектируемые в *p*GaAs электроны не могут диф-

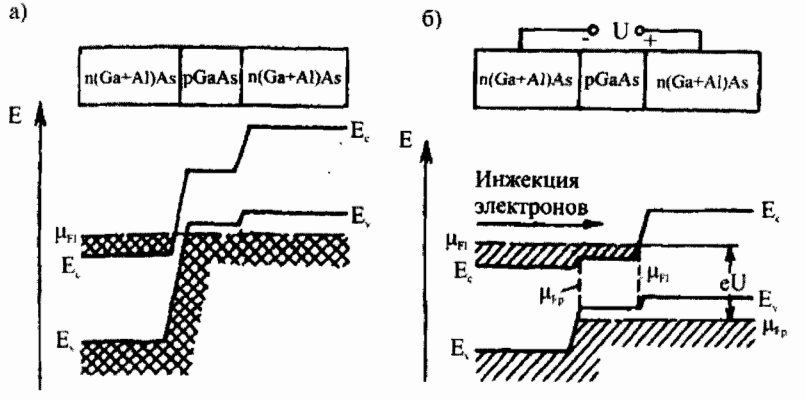


Рис. 10.11. Энергетические диаграммы двойной гетероструктуры в отсутствие внешнего напряжения (а) и при его наличие (б)

фундировать в соседнюю широкозонную область p(Al, Ga)As полупроводника, и их плотность в активной области возрастает. Диффузии электронов в область p(Al, Ga)As препятствует, как видно из рис. 10.11, потенциальный барьер, существующий на ее границе.

Важную роль в уменьшении пороговой плотности тока гетеролазеров играют оптические свойства гетероструктур. Центральный активный слой pGaAs гетероструктуры имеет большую диэлектрическую проницаемость, чем области n и p смешанного кристалла (Al, Ga)As. Поэтому активный слой с инверсией населенности служит диэлектрическим волноводом, внутри которого распространяется основная доля поля генерации.

Меньшая плотность порогового тока в лазере на двойных гетероструктурах связана также с тем, что в широкозонных областях (Al, Ga)As, соседних с активным слоем pGaAs, отсутствует межзонное поглощение, поскольку энергия квантов генерируемого излучения меньше ширины их запрещенной зоны.

Лучшие инжекционные гетеролазеры на GaAs имеют плотность порогового тока ~$(1–3)10^3$ А/см^2 при комнатной температуре, что почти на два порядка меньше, чем в лучших инжекционных гомолазерах на GaAs.

Одной из важных характеристик инжекционных лазеров является зависимость мощности генерации от тока. На рис. 10.12 представлена зависимость интенсивности выходного излучения полупроводникового лазера от инжекционного тока. Начальный пологий участок кривой соответствует спонтанному излучению с широким спектром излучения, относительно резкий излом на нижнем участке кривой – значению тока, когда возникает генерация когерентного излучения. При токах, превышающих пороговый, мощность генерации растет с усилением тока линейно. Загиб в верхней части характеристики в области больших токов вызывается перегревом излучающего кристалла.

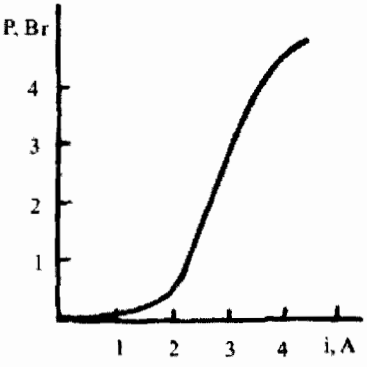


Рис. 10.12. Зависимость мощности излучения полупроводникового инжекционного лазера от тока

На рис. 10.13 приведена спектральная характеристика лазера на

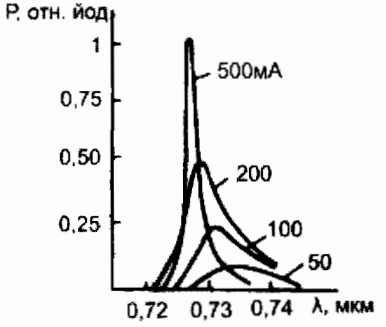


Рис. 10.13. Зависимость мощности излучения полупроводникового лазера от длины волны при различных инжекционных токах

GaAs для различных значений токов инжекции. При малых значениях тока инжекции наблюдается лишь спонтанное излучение и ширина спектра довольно велика ($\Delta\lambda = 10$ нм).

С увеличением тока спектр излучения сужается, а максимум смещается в сторону коротких волн. При токе, немного превышающем пороговое значение, излучается узкая линия с шириной доли нанометра. В случае большого превышения тока над пороговым значением спектр излучения обычно расширяется до 10 нм и более. На спектр излучения полупроводниковых лазеров сильно влияет температура. Так, нагрев на 1 °С в лазере на GaAs вызывает смещение центра спектральной линии излучения в сторону длинных волн примерно на 0,3 нм. Такое смещение частоты излучения лазера связано с уменьшением ширины запрещенной зоны при росте температуры полупроводника.

Из-за малых размеров (1–5)×(20–100) мкм излучающей поверхности направленность излучения полупроводниковых лазеров значительно больше, чем у других видов лазеров. Типичная ширина диаграммы направленности в плоскости, перпендикулярной переходу, составляет около 10°, а в плоскости перехода – несколько градусов.

В настоящее время созданы инжекционные гетеролазеры, работающие в непрерывном режиме при комнатной температуре на всех смешанных кристаллах, указанных в табл. 10.1, и многих других в качестве активной среды. Их излучение перекрывает диапазон длин волн от ближней инфракрасной до коротковолновой области видимого света ($\lambda \approx 400$ нм). Так, на гетероструктуре с активной областью из смешанного кристалла $Cd_xZn_{x-1}Se$, заключенной между слоями ZnSe *p* и *n* типа, создан инжекционный лазер, генерирующий излучение (при подборе состава *x*) на длинах волн $583 \div 535$ нм. Еще более коротковолновое излучение с длинами волн $376 \div 420$ нм удалось получить от лазера на гетероструктуре $AlGaN/Jn_xGa_{1-x}/GaN$, работающей при комнатной температуре.

Расширение диапазона рабочих волн и улучшение параметров инжекционных гетеролазеров стало возможным благодаря использованию сверхтонких активных слоев в гетероструктурах. При толщине ℓ* активного слоя гетероструктуры меньшей длины свободного пробега электронов физические характеристики материала полупроводника существенно меняются. Электроны в таком тонком активном слое, представляющем квантово-размерную структуру, ведут себя как в квантовой яме. Энергетический спектр электронов и дырок в сверхтонкой активной области становится зависимым от толщины слоя, а также меняется плотность электронных состояний. Как показывают теоретический анализ и экспериментальные исследования, изменение энергетического спектра и плотности состояний благоприятно влияют на условия создания инверсной населенности. Инжекционные гетеролазеры со сверхмалой толщиной активной области, т. е. лазеры с квантово-размерной активной областью**, принято называть лазерами с квантовыми ямами. Пороговая плотность тока лазеров с квантовыми ямами при комнатной температуре составляет величину $\leq 10^2$ А/см, что более чем на три порядка меньше порогового тока гомолазеров. Пороговый ток лазеров с квантовыми точками еще ниже и может быть доведен до 15 А/см^2.

Указанные выше лазеры, излучающие в коротковолновой (фиолетовой и зеленой) области света, представляют пример лазеров с квантовыми ямами, в которых в качестве квантовых ям использовались квантово-размерные области из смешанных кристаллов $Cd_xZn_{x-1}Se$ и $Jn_xGa_{1-x}N$.

Инжекционные лазеры на гетероструктурах обладают уникальными энергетическими характеристиками. Мощность излучения одного лазерного диода в непрерывном режиме может составлять (5÷10) Вт. Диодные линейки, изготовленные на основе гетерструктур, позволяют генерировать непрерывное излучение в несколько сот ватт.

---

* $\ell \leq 10$ нм

** Квантово-размерная активная область может быть представлена не только в виде тонкого слоя, но и в виде набора узких нитей (квантовых нитей) или решетки субмикронных полупроводниковых образований (квантовых точек). Поэтому, кроме лазеров с квантовыми ямами, рассматривают лазеры с квантовыми нитями и квантовыми точками.

Гетеролазеры имеют рекордный коэффициент полезного действия из всего богатого набора существующих лазеров. В лабораторных образцах КПД гетеролазеров достигает $60 \div 70\,\%$. КПД промышленных лазерных диодных линеек составляет $\approx 45\,\%$, гетеролазеров со стыкованным световолокнами $\approx 25\,\%$. Срок службы гетеролазеров достигает 10 000 ч.

Обладая уникальными весогабаритными, энергетическими и эксплуатационными характеристиками, инжекционные гетеролазеры являются самыми востребованными для различных применений.

Так, гетеролазеры на структурах AlGaAs/GaAs широко используются в бытовой технике (компакт-дисковые системы записи и считывания информации – CD и DVD и минидисковые проигрыватели, CD-драйверы в компьютерах, компьютерные системы памяти, лазерные принтеры и т.д.). Лазеры на гетероструктурах JnGaAsP/JnP являются основными источниками в волокно-оптических линиях связи, обеспечивающих работу Интернет-систем, кабельного телевидения, дальней телефонной широкополосной кабельной связи и т.д. Лазеры на JnGaAsP/JnP-структурах работают на длинах волн 1,3 мкм и 1,55 мкм, соответствующих минимальным затуханиям в световолокнах на двуокиси кремния.

Гетеролазеры используют для эффективной оптической накачки твердотельных и волоконных лазеров. Для этих целей разработаны гетеролазеры (диодные линейки и матрицы), длина волны излучения которых совпадает с линиями поглощения активных частиц (ионов) указанных лазеров.

Широко используются гетеролазеры в робототехнике для измерительных целей (дальномеры, доплеровские измерители скоростей и т.д.), лазерной медицине (хирургия, обезболивание, заживление ран и т.д.), лазерной технологии (маркировка, микросварка, резка и т.п.).

ГЛАВА 11

УЛУЧШЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРОВ

11.1. Режим гигантских импульсов

Излучение импульсных оптических квантовых генераторов на твердом теле, как известно, носит «пичковый» характер и обычно представляет собой хаотическую последовательность различных по амплитуде импульсов («пичков»). Это ограничивает возможности использования твердотельных лазеров. Можно добиться такого режима работы лазера (режим гигантских импульсов), в котором выходное излучение состоит из импульсов большой мощности с управляемым моментом их возникновения.

Для осуществления режима гигантских импульсов используют модуляцию добротности резонатора. Лазер с управляемой добротностью позволяет получать импульсы света длительностью 10^{-7}–10^{-9} с при пиковой мощности до нескольких гигаватт.

Принцип действия лазера с управляемой добротностью состоит в том, что во время накачки активного вещества искусственно увеличиваются потери резонатора («разрывается обратная связь»). В результате условия самовозбуждения не выполняются. При достаточной интенсивности накачки на верхнем (метастабильном) рабочем уровне накапливается большой избыток рабочих частиц. В момент, когда населенность верхнего уровня достигает максимальной величины, быстро уменьшаются потери («включается обратная связь»). При этом возбужденные частицы переходят в нижнее состояние, и вся накопленная энергия излучается в одном импульсе малой длительности (примерно равной времени двойного прохождения света между зеркалами резонатора).

Для пояснения работы лазера в режиме гигантского импульса на рис. 11.1 приведены зависимости от времени интенсивности накачки $I_н$(а), добротности резонатора Q(в), инверсии населенностей рабочей пары уровней ΔN(б) и интенсивности излучения $I_{из}$(г).

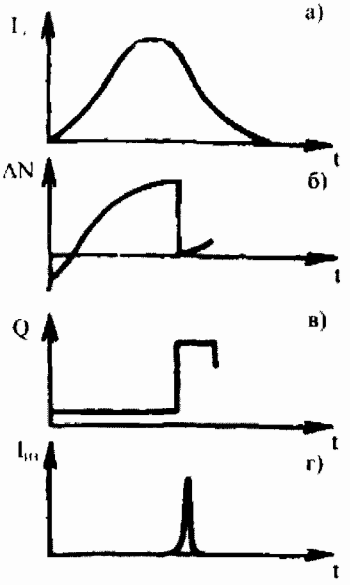


Рис. 11.1. Зависимость от времени интенсивности света накачки, разности населенностей, добротности и интенсивности излученного света лазером

Управление добротностью резонатора обеспечивают различные оптические затворы (механические, электрооптические, основанные на явлении просветления и др.).

В механических затворах широко используется метод, основанный на вращении одного из зеркал резонатора. Возбуждение колебаний в лазере с вращающимся зеркалом возможно лишь в течение короткого интервала времени, когда зеркала параллельны с большой степенью точности.

При скорости вращения 20000–30000 об/мин, легко реализуемой на практике, время переключения добротности составляет примерно 10^{-7} с. Специальное устройство синхронизирует включение ламп накачки с вращением зеркала таким образом, чтобы к моменту, когда зеркало займет положение, соответствующее съюстированному резонатору, в активном теле лазера была достигнута максимальная инверсия населенностей рабочих уровней. Обычно вместо зеркала для модуляции добротности используют прямоугольную призму полного внутреннего отражения (рис. 11.2). Призму вращают вокруг оси, перпендикулярной ребру прямого двугранного угла. Достоинством прямоугольной призмы является то, что случайные колебания ее вокруг линии, перпендикулярной оси вращения, в силу свойств призмы, не оказывают существенного влияния на работу генератора.

Для управления добротностью резонатора широко применяются электрооптические затворы. Основным звеном такого затвора является электрооптический элемент, в качестве которого используются ячейки Керра или Поккельса.

Ячейка Керра представляет собой конденсатор, заполненный изотропным веществом, обладающим свойством приобретать двой-

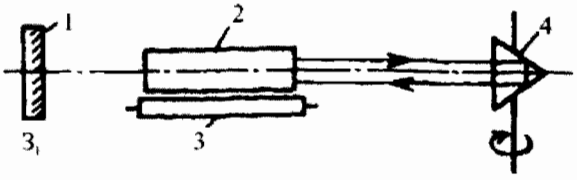


Рис. 11.2. Схема применения механического затвора в лазере

ное лучепреломление под действием электрического поля (эффект Керра). Вещество в конденсаторе Керра под влиянием электрического поля в оптическом отношении становится подобным одноосному кристаллу с оптической осью вдоль направления электрического поля. Величина разности показателей преломления обыкновенного (n_0) и необыкновенного (n_e) лучей пропорциональна квадрату электрического поля ε: $n_0 - n_e = \lambda B \varepsilon^2$ (λ – длина волны света, B – постоянная Керра). При этом разность фаз, приобретаемая лучами на длине ячейки L, равна $\varphi = (2\pi L/\lambda)\cdot(n_0 - n_e) = 2\pi B L \varepsilon^2$. В ячейках Керра широко используется нитробензол, имеющий большую постоянную B, равную $4\cdot 10^{-5}$ В$^{-2}$ см.

Ячейка Поккельса представляет собой кристалл, обладающий электрооптическим эффектом, который помещен в электрическое поле. В настоящее время в ячейках Поккельса, предназначенных для модуляции добротности, наиболее часто используют одноосные кристаллы фосфида калия (*KDP*), дигидрофосфида аммония (*ADP*), дигидрофосфида рубидия (*RDP*). Действие такой ячейки основано на явлении изменения оптической анизотропии кристалла от внешнего электрического поля. Ячейку Поккельса обычно выполняют с так называемой продольной геометрией, для которой характерно, что луч света и направление управляющего поля параллельны (рис. 11.3). Кристалл устанавливают таким образом, чтобы луч света проходил вдоль оптической оси z. При этом, в отсутствие внешнего модулиру-

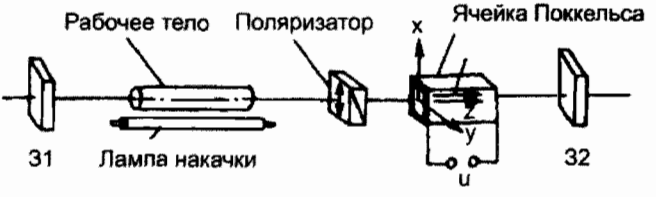


Рис. 11.3. Схема применения электрооптического затвора в лазере

ющего поля, свет любой поляризации распространяется с одной и той же скоростью, не претерпевая двойного лучепреломления. При приложении электрического поля ε вдоль оси z появляется двойное лучепреломление.

Показатели преломления волн с ортогональными поляризациями, направленными под углом ±45° к кристаллографическим осям x и y, отличаются на величину, пропорциональную полю ε. Разность фаз, приобретаемая этими волнами в кристалле, является линейной функцией от модулирующего поля ε, в отличие от эффекта Керра, где она пропорциональна квадрату поля.

Для управления добротностью резонатора с помощью ячейки Керра (Поккельса) ее помещают в резонатор вместе с поляризационной призмой между зеркалом и активным телом лазера (см. рис. 11.3). Призму ориентируют так, чтобы ее главная плоскость составляла угол 45° к направлению поля в ячейке Керра. В случае использования в затворе ячейки Поккельса продольной геометрии поляризационную призму ориентируют таким образом, чтобы ее главная плоскость совпадала с одной из кристаллографических осей x и y электрооптического кристалла. При этом обыкновенный и необыкновенный лучи в ячейках будут иметь одинаковую интенсивность. К ячейке прикладывают напряжение такой величины, чтобы разность хода обыкновенного и необыкновенного лучей при двухкратном прохождении их составляла половину длины волны. В результате плоскость поляризации света после прохождения через ячейку в направлении от призмы и обратно повернется на 90° относительно первоначального положения, задаваемого поляризационной призмой, и свет не сможет пройти через нее. Это соответствует закрытому состоянию затвора, т. е. «разрыву обратной связи». При снятии напряжения с ячейки затвор открывается, «обратная связь» восстанавливается.

Достоинством электрооптических затворов является малое время переключения, которое может составлять единицы наносекунд, отсутствие подвижных частей, возможность электрического управления. К недостаткам электрооптических затворов следует отнести то, что они вносят заметные потери в резонатор и для управления ими обычно требуется высокое напряжение – порядка десятков киловольт.

Для осуществления режима гигантского импульса широко используются пассивные просветляющиеся затворы, насыщающиеся

фильтры. Их действие основано на свойстве некоторых веществ менять прозрачность под действием проходящего через них оптического излучения. Таким свойством обладают растворы красителей и некоторые марки стекол.

На рис. 11.4,*а* приведена зависимость коэффициента пропускания T кюветы с фталоцианином, растворенным в нитробензоле, от величины интенсивности проходящего излучения. Видно, что с ростом интенсивности света поглощение уменьшается. Поглощение излучения связано с переводом молекул фталоцианина из основного состояния 1 в возбужденное 3, с которого они возвращаются обратно через промежуточный метастабильный уровень 2, имеющий время жизни $\tau_{21} \sim 10^{-3}$ с (рис. 11.4,*б*). Время безызлучательного перехода τ_{32} уровня 3 на уровень 2 составляет 10^{-7} с. При малой мощности излучения молекулы фталоцианина находятся в основном на уровне 1 и поглощение имеет максимальную величину. С ростом интенсивности потока излучения все большее число молекул переходит в состояния 3 и 2, а концентрация молекул в основном состоянии уменьшается и поглощение падает. При больших плотностях потока населенность уровня основного состояния оказывается достаточно низкой и среда становится прозрачной.

Введение в резонатор лазера просветляющегося затвора увеличивает потери и, следовательно, повышает пороговый уровень накачки. В результате во время накачки происходит значительное накопление активных частиц в верхнем состоянии излучательного перехода активной среды лазера. С увеличением населенности верхнего рабочего уровня возрастает мощность спонтанного излучения активной среды.

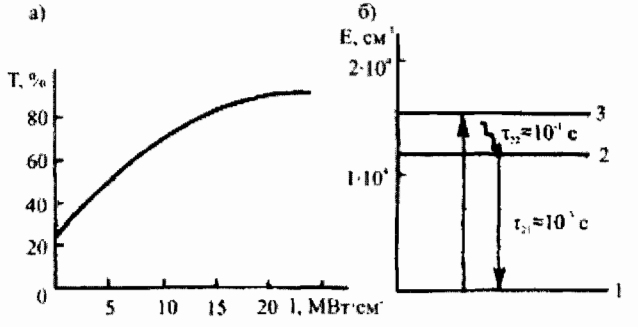


Рис. 11.4. Схема, поясняющая принцип действия пассивного оптического затвора

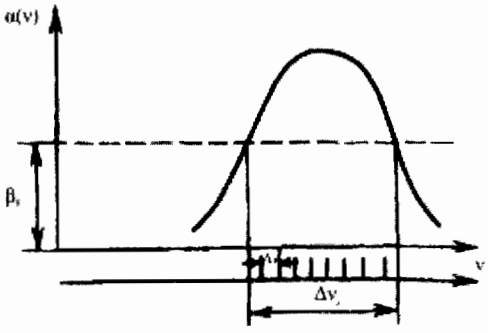
Это ведет к уменьшению коэффициента поглощения пассивного затвора. Когда прозрачность затвора достигает такой величины, при которой выполняются условия самовозбуждения, происходит регенеративный лавинообразный процесс нарастания амплитуды колебаний и вся запасенная в активном теле энергия излучается в виде мощного импульса длительностью несколько наносекунд. По окончании импульса генерации молекулы затвора релаксируют в основное состояние, и он восстанавливает свои оптические свойства.

Пассивный затвор имеет крайне простую конструкцию. Он представляет собой кювету с плоскопараллельными стенками, наполняемую просветляющейся жидкостью, или пластину (для твердых просветляющихся сред). Обычно выбирается начальное пропускание просветляющихся затворов в несколько десятков процентов. В качестве просветляющихся сред в рубиновых лазерах используют растворы фталоцианина или селенокадмиевые стекла марки КС-18, КС-19, в лазерах на средах, активированных ионами неодима, – растворы полиметиловых красителей и стекла с примесью солей урана.

Недостатком метода модуляции пассивными затворами является то, что они не позволяют управлять моментом их отпирания.

11.2. Синхронизация типов колебаний

Спектр излучения лазера состоит из частот, соответствующих различным собственным типам колебаний резонансной системы генератора. Его ширина ограничивается областью частот, в пределах которой усиление рабочей среды генератора превышает потери β_0 (рис. 11.5). В газовых лазерах с низким давлением (~10 мм рт. ст.) рабочего газа полоса усиления $\Delta\nu_y$ составляет обычно несколько гигагерц и меньше (для He-Ne-лазера $\Delta\nu_y \cong 10^9$ Гц). В лазере на твердом теле она достигает десятков и сотен гигагерц (для рубина $\Delta\nu_y \simeq 3\cdot 10^9$ Гц, для неодимового стекла $\Delta\nu_y \simeq 10^{12}$ Гц). Частотный интервал $\Delta\nu$ между соседними продольными типами колебаний, определяемый оптическим расстоянием L между зеркалами резонатора, составляет сотни мегагерц (при $L = 50$ см $\Delta\nu = 3\cdot 10^8$ Гц). Поэтому в газовых лазерах генерация, если не приняты специальные меры, может происходить одновременно на десяти и более собственных частотах, а в твердотельных лазерах число генерируемых типов колебаний достигает многих тысяч (для лазера на неодимовом стекле оно может превышать 10^5).



β_i - потери в резонаторе, отнесенные к единице длины

Рис. 11.5. Схема, поясняющая зависимость числа генерируемых лазером продольных типов колебаний от потерь в лазере и ширины линии усиления активной среды

Характер излучения лазера с одновременной генерацией нескольких типов колебаний зависит от их амплитуд, частот и относительных фаз. Поле в резонаторе лазера определяется суммой полей генерируемых типов колебаний

$$\sum_k \varepsilon_k \sin\frac{z\omega_k}{c}\sin(\omega_k t+\varphi_k),$$

где ε_k, ω_k, и φ_k – соответственно амплитуда, частота и фаза k-го типа колебаний; z – координата, отсчитываемая вдоль оси резонатора; t – время.

В большинстве лазеров генерация отдельных типов колебаний происходит независимо друг от друга, т. е. фазы, а также амплитуды их не связаны. В процессе работы лазера случайные флуктации и нелинейные явления в активной среде вызывают изменения амплитуд и фаз генерируемых типов колебаний. Поэтому выходное излучение лазера, генерирующего несколько типов колебаний, изменяется со временем хаотическим образом, что значительно ограничивает возможности их применения.

Однако можно стабилизировать форму выходного сигнала лазера, работающего в режиме многих мод, если принудительно поддерживать частотный интервал между отдельными генерирующими типами колебаний постоянным и фиксировать сдвиг фаз между ними. В этом случае говорят, что в лазере синхронизированы типы колебаний. В таком лазере выходное излучение изменяется во времени строго определенным образом. Форма выходного сигнала лазера с синхронизацией мод зависит от фазовых соотношений, которые устанавливаются между типами колебаний. Так, если установить разность фаз между генерируемыми типами колебаний равной нулю, то выходное излучение будет представлять последовательность импульсов с периодом, равным двойному времени прохода света между зерка-

лами резонатора. Поле в резонаторе лазера в случае синфазно-синхронизируемых типов колебаний представляется в виде ряда

$$\varepsilon(z,t)=\sum_k \varepsilon_k \sin\frac{z\omega_k}{c}\sin(\omega_k t)= \\ =\sum_k \varepsilon_k\left\{\cos\left[\omega_k\left(t+\frac{z}{c}\right)\right]-\cos\left[\omega_k\left(t-\frac{z}{c}\right)\right]\right\}. \tag{11.1}$$

Удобно частоты типов колебаний отсчитывать от частоты ω_0, соответствующей центральной частоте усиления активной среды, так что $\omega_k=\omega_0 k\Omega$, $\Omega=2\pi\Delta\nu=2\pi c/(2L)$, $k=0,1,2,\ldots$; $\Delta\nu$ – частотный интервал между соседними типами колебаний; L – оптическое расстояние между зеркалами резонатора. При этом из (11.1) получаем:

$$\varepsilon(z,t)=\left\{\sum_{k=-\frac{\pi}{2}}^{n/2}\varepsilon_k\cos\left[\frac{k\pi c}{L}\left(t-\frac{z}{c}\right)\right]\right\}\cos\left[\omega_0\left(t-\frac{z}{c}\right)\right]+ \\ +\left\{\sum_{k=-\frac{\pi}{2}}^{n/2}\varepsilon_k\cos\left[\frac{k\pi c}{L}\left(t+\frac{z}{c}\right)\right]\right\}\cos\left[\omega_0\left(t+\frac{z}{c}\right)\right]. \tag{11.2}$$

Согласно выражению (11.2)*, поле внутри резонатора представляет собой цуг длительностью (пространственной) ~$2L/n$ (n – число генерируемых продольных типов колебаний), который циркулирует между зеркалами со скоростью света с. При каждом подходе цуга к полупрозрачному зеркалу из резонатора будет излучаться импульс света длительностью $\tau_u=2L/nc$. Таким образом, при синхронизации типов колебаний в случае, когда сдвиг фаз между соседними типами колебаний равен нулю, выходное излучение лазера представляет собой последовательность импульсов света длительностью $\tau_u=2L/(nc)$ и с интервалом между ними t_0, равным двойному времени прохождения света между зеркалами: $t_0=2L/c$.

---

* Первый член выражения (11.2) описывает гребенку световых импульсов шириной $2L/n$ (в пространстве) и периодом $2L$, движущихся со скоростью c в направлении положительных z, второй член – такую же гребенку импульсов, но движущихся в противоположную сторону. Внутри резонатора ($0\le z\le L$) циркулирует со скоростью c от зеркала к зеркалу один импульс шириной $2L/n$.

Число генерируемых продольных типов колебаний n ограничивается шириной $\Delta\nu_\text{л}$ линии усиления рабочего перехода активного вещества лазера, т. е. $n = \Delta\nu_\text{л}/(c/2L)$. Поэтому длительность генерируемых импульсов $\tau_u = (\Delta\nu_\text{л})^{-1}$.

Длительность импульсов, таким образом, может достигать величины, равной обратной ширине линии усиления рабочего перехода активной среды лазера. Для гелий-неонового лазера $\Delta\nu_\text{л} \approx 1{,}5\ 10^9$ Гц, длительность импульсов составляет $\sim 6 \cdot 10^{-10}$ с, для лазера на стекле, активированном неодимом, $\Delta\nu_\text{л} \approx 5\ 10^{12}$ Гц, и длительность импульсов может достигать значений $\tau_u \approx 2 \cdot 10^{-13}$ с.

Синхронизацию типов колебаний можно осуществлять посредством модуляции потерь резонатора с частотой, равной разности частот соседних продольных типов колебаний. При модуляции потерь резонатора все типы колебаний, возбуждаемые в лазере, становятся амплитудно-модулированными. При этом каждый k-й тип колебаний состоит из спектральных компонент, основной частоты ω_k и двух боковых частот $\omega_k - \omega_\text{м}$ и $\omega_k + \omega_\text{м}$ ($\omega_\text{м}$ – частота модуляции) (рис. 11.6). Если частота модуляции равна частоте межмодовых биений $\omega_\text{м} = \Omega = \omega_{k+1} - \omega_k = \omega_k - \omega_{k-1} = 2\pi c/(2L)$, то для каждого типа колебаний при модуляции частоты боковых составляющих совпадают с собственными частотами соседних колебаний (см. рис. 11.6).

Таким образом, в отсутствие модуляции все типы колебаний являются независимыми: каждый тип колебаний (при неоднородно

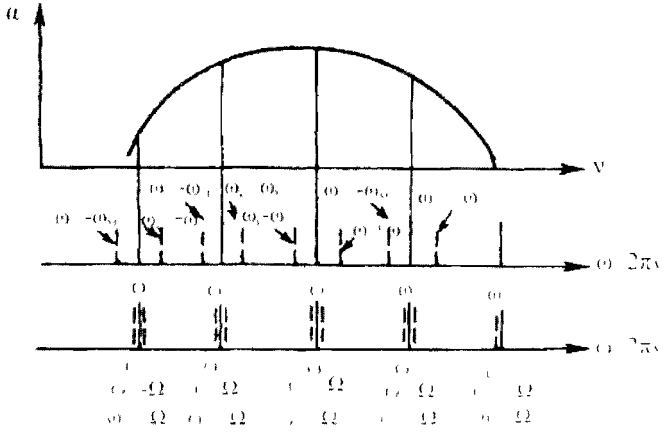


Рис. 11.6. Схема, поясняющая принцип синхронизации продольных типов колебаний в лазере

уширенной линии люминесценции) «питается» от тех частиц, частоты излучения которых совпадают собственной частотой соответствующего типа колебаний. При включении модуляции с частотой, равной частоте межмодовых биений, типы колебаний оказываются связанными. Колебания k-го типа, благодаря возникающим при модуляции боковым составляющим, «питаются» не только излучением частиц с резонансной частотой ω_k, но и излучением частиц с резонансными частотами ω_{k+1} и ω_{k-1} соседних типов колебаний.

Для осуществления синхронизации колебаний лазера посредством модуляции потерь в резонатор вводят модулятор, коэффициент пропускания которого меняется с частотой, равной частотному интервалу между продольными типами колебаний. В качестве управляющего элемента модулятора используют электрооптические кристаллы.

В целях синхронизации колебаний лазера широко применяют дифракционные ультразвуковые модуляторы. Ультразвуковой модулятор обычно представляет плоскопараллельную стеклянную пластину, к узкой грани которой приклеивается пьезоизлучатель. Пластинка модулятора устанавливается для уменьшения вносимых ею начальных потерь под углом Брюстера к лучу генерации. Пьезоизлучатель возбуждает в пластине ультразвуковую стоячую волну, которая вызывает периодическую вариацию показателя преломления, и пластина приобретает свойства фазовой дифракционной решетки. Луч света, проходящий через такую пластину, благодаря дифракции на образующейся фазовой решетке, модулируется по интенсивности с удвоенной частотой питания пьезоизлучателя. Достоинства ультразвукового модулятора – простота конструкции и малые вносимые им начальные потери.

В режиме синхронизации мод в лазере частоту модуляции нужно поддерживать равной частоте между соседними типами колебаний с относительной точностью до сотых долей процента. Частотное межмодовое расстояние $\Delta\nu = c/(2L)$ определяется длиной оптического пути L между зеркалами резонатора и не остается постоянным из-за нагрева корпуса резонатора, механических вибраций, изменения давления окружающей среды и т. д. Поэтому в процессе работы необходимо непрерывно подстраивать частоту модуляции для сохранения равенства ее частоте межмодовых биений. Такая подстройка затруднительна в импульсных твердотельных лазерах, где оптическая дли-

на пути меняется из-за нагрева активного тела во время импульса накачки. Синхронизацию типов колебаний очень удобно осуществлять посредством пассивных просветляющихся затворов, помещенных в резонаторы лазеров.

Для эффективной синхронизации мод насыщающийся фильтр должен иметь время релаксации меньше времени прохождения светом двойного расстояния между зеркалами резонатора. Такой насыщающийся фильтр действует как пассивный модулятор по следующему принципу. Будем считать фильтр двухуровневой квантовой системой. Пусть на него падает импульс света с энергией фотонов, равной расстоянию между энергетическими уровнями системы (рис. 11.7). При распространении импульса света через насыщающийся фильтр передний край импульса поглощается, и молекулы фильтра переходят из нижнего состояния в верхнее (рис. 11.7,*а*). По мере прохождения импульса фильтр стремится к насыщению (рис. 11.7,*б*,*в*). При этом мало ослабляется наиболее интенсивная часть импульса и сильнее – передняя часть импульса с малой интенсивностью. Этот процесс представляет собой открывание пассивного затвора. После того как импульс пройдет через фильтр, его молекулы будут переходить в нижнее энергетическое состояние, и затвор начнет закрываться. Через некоторое время все молекулы перейдут в нижнее состояние и фильтр будет закрыт (рис. 11.7,*г*). В резонаторе лазера импульс света, отражаясь от зеркал, распространяется от одного зеркала до другого. При каждом проходе через насыщающийся фильтр, находящийся между зеркалами, импульс сужается. Сужение импульса происходит до тех пор, пока его спектральные составляющие не займут всю полосу усиления активной среды $\Delta\nu_y$. При этом его длительность τ_u будет равна $(\Delta\nu_y)^{-1}$.

Таким образом, действие насыщающегося фильтра с временем релаксации $\tau < 2L/c$ можно интерпретировать как импульсное изме-

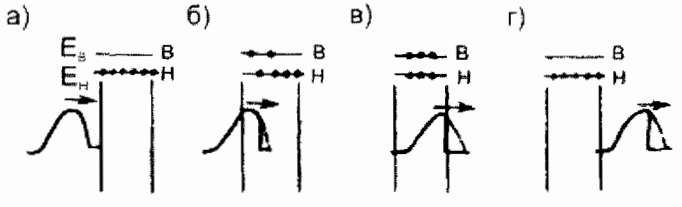


Рис. 11.7. Иллюстрация принципа действия насыщающегося фильтра

нение потерь с периодом, равным интервалу времени прохождения светом двойного расстояния между зеркалами $2L/c$), т. е. насыщающий фильтр действует как модулятор потерь, частота которого автоматически подстраивается к частоте между соседними продольными типами колебаний $c/(2L)$.

В качестве насыщающихся фильтров в рубиновых лазерах и лазерах на неодимовом стекле используют растворы различных красителей в нитробензоле, ацетоне, толуоле и т. д., имеющие время релаксации порядка единиц и десятков пикосекунд.

На рис. 11.8 приведены типичные осциллограммы выходного излучения лазера на неодимовом стекле с синхронизацией типов колебаний насыщающимся фильтром, снятые при различных скоростях разверток: $2\cdot10^{-7}$; $5\cdot10^{-9}$ и 10^{-8} с/дел. Излучение представляет собой последовательность коротких импульсов, отстоящих друг от друга на временном интервале $2L/c$ (L – оптическое расстояние между зеркалами).

На рис. 11.8,*а* показана форма огибающей всей совокупности импульсов излучения, на рис. 11.8,*б* – осциллограмма начального нарастающего участка импульсной генерации при увеличении скорости развертки ($5\cdot10^{-9}$ с/дел). Видно, что развитие импульса генерации, циркулирующего между зеркалами, происходит из начальных флуктуации излучения в полном соответствии с приведенной выше физической картиной. При последовательном прохождении излучения через насыщающийся фильтр амплитуда наиболее интенсивного импульса растет, а длительность его уменьшается, флуктуационные же импульсы, имеющие меньшую начальную амплитуду, подавляются. В конце зарегистрированного участка длительностью $3\cdot10^{-8}$ с меньшие флуктуационные импульсы почти полностью исчезают, ширина импульса уменьшается до $0{,}5\cdot10^{-9}$ с, и период повторения импульсов становится равным $2L/c$ (длина L в эксперименте была 37,5 см).

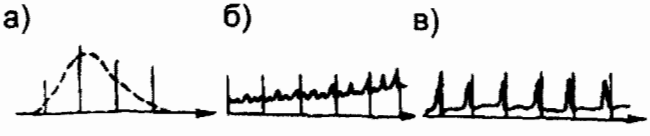


Рис. 11.8. Осциллограммы импульсов излучения твердотельного лазера с синхронизацией типов колебаний в различные моменты времени

Согласно рис. 11.8,*в*, где приведена осциллограмма среднего участка картины генерации, излучение имеет вид гребенки импульсов с периодом $9{,}2\cdot10^{-9}$ с, равным двойному времени пробега света между зеркалами.

Длительность импульсов на осциллограмме по половинному уровню составляет примерно 0,5 нс. Она ограничивалась в эксперименте полосой пропускания регистрирующего фотодиода и применявшегося осциллографа. На самом деле длительность импульсов, как показывают специальные измерения, близка к величине $(\Delta\nu_y)^{-1}$ ($\Delta\nu_y$ – полоса усиления активной среды). Для лазера на неодимовом стекле длительность импульсов гребенки составляет $\sim10^{-12}$ с.

11.3. Получение одиночных сверхкоротких лазерных импульсов

Во многих прикладных задачах требуется не импульсная последовательность, а одиночные сверхтонкие импульсы света с длительностью $\tau_и < 10^{-10}$ с. Для этого используют лазер с синхронизацией типов колебаний со специальной схемой выведения циркулирующего между зеркалами резонатора сверхкороткого импульса генерации.

На рис. 11.9 приведена схема лазера одиночных сверхкоротких импульсов. Зеркала резонатора 31 и 32 имеют коэффициенты отражения, близкие к 100 %. Для синхронизации типов колебаний около зеркала 31 поставлена плоскопараллельная кювета *К*, наполненная просветляющимся раствором красителя с малым временем релакса-

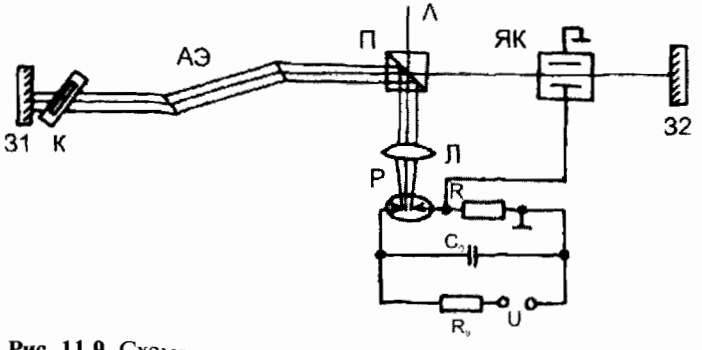


Рис. 11.9. Схема лазера, позволяющая получать одиночные сверхкороткие импульсы

ции. Вывод импульса осуществляется поляризатором П (обычно Глана–Фуко–Тейлора) и поляризационным переключателем ЯК (ячейка Керра). Для уменьшения потерь на отражение торцы активного элемента АЭ обычно срезают под углом Брюстера к оси, кювету с просветляющейся жидкостью также размещают под углом Брюстера к лучу генерации. Ячейка Керра устанавливается так, чтобы плоскость электродов образовала угол 45° с плоскостью поляризации, задаваемой поляризационной призмой.

Работа генератора сводится к следующему. При накачке, превышающей пороговую, в резонаторе лазера развивается генерация оптического излучения с линейной поляризацией в виде сверхкороткого импульса, циркулирующего между зеркалами. Линза *Л* собирает излучение, отраженное от переходной грани поляризационной призмы, и направляет его на разрядник *Р*. Когда уровень лазерного излучения достигает определенной величины, срабатывает разрядник, и на пластины ячейки Керра поступает электрический импульс четвертьволнового напряжения. В результате этого плоскость поляризации оптического импульса при двойном проходе через ячейку поворачивается на 90° и он выводится поляризатором наружу.

Рис. 11.10. Осциллограммы импульсов на выходном зеркале лазера

Для пояснения на рис. 11.10 приведены осциллограммы излучения, просачивающегося через одно зеркало, и выходного импульса генератора. Видно, что после вывода импульса поле в резонаторе генератора отсутствует.

Лазеры на неодимовом стекле, построенные по приведенной схеме, позволяют получать импульсы длительностью 10^{-12} с и мощностью~10^{10} Вт.

11.4. Селекция типов колебаний

Как известно, если не принять специальных мер, лазер генерирует одновременно много типов колебаний. Количество их зависит от ширины линии усиления рабочего вещества, уровня накачки, размеров резонатора и т. д.

Число генерируемых типов колебаний достигает десятков в газовых лазерах, сотен и тысяч в лазерах на твердом теле. При генерации

большого числа поперечных и продольных типов колебаний существенно ухудшаются когерентность и монохроматичность излучения лазера и увеличивается угол расходимости выходного луча, что значительно сужает область применения лазера.

Для многих практических и научных целей (оптическая связь, лазерная спектроскопия, высококачественная голография и т. д.) требуется, чтобы лазеры генерировали колебания только одного поперечного типа и одной частоты. В связи с этим применяют специальные методы подавления нежелательных колебаний и выделения (селекции) одного (или нескольких) определенного типа колебаний.

Селекция поперечных типов колебаний. Основной принцип селекции поперечных типов колебаний состоит в использовании разницы их дифракционных потерь. Наиболее просто осуществляется селекция поперечных типов колебаний в резонаторе, составленном из сферических зеркал. В таком резонаторе каждый поперечный тип колебаний занимает объем, ограниченный каустической поверхностью, вне которой поле при удалении от нее резко спадает по экспоненциальному закону. Каустическая поверхность основного типа колебаний $ТЕМ_{00q}$ охватывает наименьший объем вблизи оси резонатора (рис. 11.11). Поля поперечных типов колебаний более высокого порядка $ТЕМ_{10q}$, $ТЕМ_{11q}$, $ТЕМ_{20q}$ и т. д. занимают больший объем, причем чем более высокий порядок имеет тип колебаний, тем дальше его каустика простирается от оси. Учитывая это, для селекции основного $ТЕМ_{00q}$ типа колебаний ставят внутрь резонатора со сферическими зеркалами перпендикулярно его оси диафрагму *Д*, размеры которой выбирают таким образом, чтобы она перекрывала каустики высших типов и не пересекала каустику основного типа. При этом для высших типов колебаний, в отличие от основного, диафрагма вносит существенное затухание и они подавляются.

Таким образом, наибольшую разность потерь основного и высших типов, а значит, и наилучшую селекцию основного типа при введении диафрагмы получают в случае конфокального резонатора. Однако в конфокальном резонаторе поперечный размер каустики основного типа $ТЕМ_{00q}$ имеет минимальное значение из всех резонаторов с дан-

Рис. 11.11. Каустические поверхности в открытом резонаторе

ным расстоянием между сферическими зеркалами. При расстоянии между зеркалами порядка метра поперечный размер каустики основного типа крайне мал и не превышает 1 мм (для колебаний с длиной волны $\lambda < 1$ мкм), что во многих случаях является неприемлемым.

Весьма эффективна селекция основного типа колебаний рассматриваемым методом в лазере с резонатором, образованным плоским и сферическим зеркалами, удаленными на расстояния, несколько меньшие радиуса кривизны сферического зеркала. Необходимый поперечный размер каустики основного типа такого резонатора достигается путем изменения расстояния между зеркалами вблизи значения, равного радиусу кривизны сферического зеркала. Селекция с помощью диафрагм в резонаторах со сферическими зеркалами наиболее часто используется в газовых лазерах, где усиление активной среды невелико.

На рис. 11.12 представлена схема, в которой для селекции основного поперечного типа колебаний применены две фокусирующие линзы Л1 и Л2 и диафрагма Д, установленная в их фокальной плоскости. Размер диафрагмы выбирается равным величине фокального пятна линзы при падении на нее пучка лучей с дифракционной расходимостью, определяемой размером торца активного образца. Такая схема часто применяется в твердотельных лазерах, имеющих большое усиление активной среды. Недостатком схемы является высокая критичность к настройке и возможность обгорания краев диафрагмы при использовании в мощных лазерах.

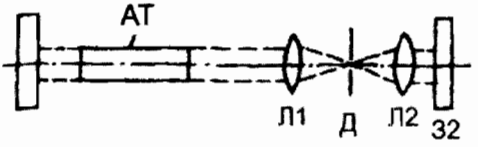


Рис. 11.12. Селекция поперечных типов колебаний с помощью диафрагмы

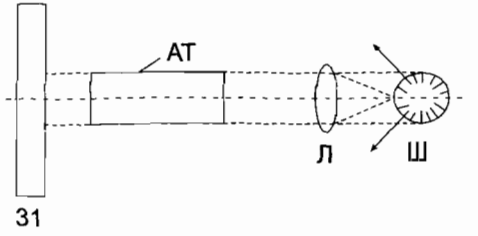


Рис. 11.13. Селекция поперечных типов колебаний с помощью зеркала в форме шара

От этих недостатков свободна система, изображенная на рис. 11.13. Здесь одно из зеркал выполняется в виде шарика Ш, центр которого совпадает с фокусом линзы Л. При таком размещении лучи, парал-

лельные оптической оси, пройдя через линзу, падают нормально к поверхности шарика и, отразившись от него, возвращаются по тому же пути. Наклонные лучи, соответствующие высшим поперечным типам колебаний, падают на поверхность неперпендикулярно и, отразившись от нее, покидают резонатор.

Для подавления поперечных типов высших порядков иногда применяют специальные селектирующие призмы (рис. 11.14), в которых используется резкая зависимость коэффициента отражения от угла падения световой волны при углах, близких к критическому. Угол β призмы выбирают равным критическому углу. На грань АВ наносят отражающее покрытие, СВ просветляется (либо срезается под углом Брюстера). Луч K_0, падающий на грань СА под углом, равным критическому, испытав полное внутреннее отражение, падает на грань АВ нормально и, отразившись от нее, идет по тому же пути в противоположном направлении. Любые другие лучи K_1 и K_2 при своем прохождении через призму на грани АС испытывают одно неполное отражение. Потери на отражение для этих лучей резко возрастают при увеличении отклонения от направления K_0.

Весьма успешно селекция основного поперечного типа осуществляется при использовании в резонаторе лазера зеркал с переменным по апертуре коэффициентом отражения. Максимальный коэффициент отражения делается в центре зеркала, а к краям он уменьшается. При этом высшие типы колебаний попадают на участки с меньшим коэффициентом отражения и имеют большие потери. Однако из-за сложности изготовления зеркал с переменным пропусканием этот метод используется редко.

Для обеспечения генерации на основном TEM_{00q}-типе можно использовать резонаторы с зеркалами сложной формы (рис. 11.15). Каустика основного TEM_{00q}-типа охватывает центральный вогнутый участок зеркал. Высшие типы выходят за пределы вогнутой части зеркал и имеют большие дифракционные потери.

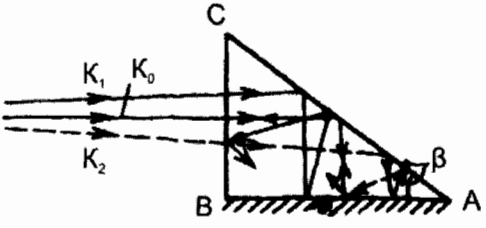


Рис. 11.14. Селекция поперечных типов колебаний с помощью селектирующей призмы

В лазерах с высоким коэффициентом усиления активного тела для обеспечения генерации на основ-

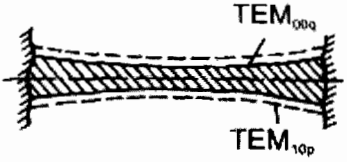


Рис. 11.15. Селекция поперечных типов колебаний с помощью зеркала с переменным по апертуре коэффициентом отражения

Рис. 11.16. Селекция поперечных типов колебаний с использованием неустойчивого резонатора

ном типе колебаний к настоящее время широко применяются неустойчивые резонаторы (рис. 11.16). Дифракционное излучение в неустойчивых резонаторах даже для основного типа очень значительно и используется в качестве полезного выходного сигнала.

Селекция поперечных типов более высокого порядка осуществляется с помощью сложных диафрагм и тонких проволочек, располагаемых поперек оси резонатора. С помощью проволочек подавляются те типы колебаний, электрическое поле которых параллельно проволочке. Так, с помощью одной тонкой проволочки, располагаемой поперек оси резонатора, удается отселектировать $ТЕМ_{01q}$-тип колебаний.

Селекция продольных типов колебаний. При селекции продольных типов колебаний используется их частотное различие. Наиболее просто осуществить селекцию одного продольного типа колебаний можно путем надлежащего уровня мощности накачки. Для этого нужно уровень мощности накачки установить близким к пороговому значению, чтобы усиление активной среды α_ν превышало потери β_0 в узком диапазоне, равном или меньшем частотного расстояния между соседними типами колебаний $c/(2L)$ (рис. 11.17). В таком случае генерация будет существовать только на одном типе колебаний, часто-

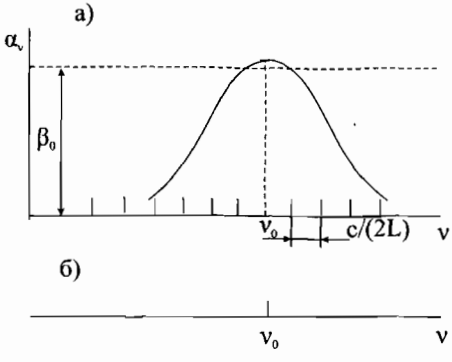


Рис. 11.17. Селекция продольных типов колебаний методом изменения потерь в резонаторе

та которого попадает в область частот, где усиление активной среды превышает потери. Однако при таком методе селекции выходная мощность невелика, так как лазер по необходимости работает в режиме, близком к пороговому.

Селекцию одного продольного типа колебаний обеспечивают также путем выбора соответствующей длины резонатора лазера. Длину резонатора нужно выбрать таким образом, чтобы расстояние между соседними продольными типами колебаний $\Delta\nu = c/(2L)$ превышало полосу усиления активной среды, в результате чего в нее попадет лишь один тип колебаний. Естественно, этот метод практически годится лишь для лазеров, в которых ширина линии усиления $\Delta\nu_y$ не слишком велика. Так, для гелий-неонового лазера $\Delta\nu_y \approx 1500$ МГц (при генерации на $\lambda = 6328$ нм) и необходимая для одночастотного режима длина резонатора L составляет 10–13 см. В лазере на углекислом газе, работающем на длине волны 10,6 мкм, ширина линии усиления $\Delta\nu_y$ составляет ≈ 50 МГц и генерация на одном продольном типе колебаний возникает при $L = 2$ м.

Для селекции продольных типов колебаний широкое применение нашли методы, основанные на явлении интерференции. Среди них наиболее простым является использование интерферометров Фабри–Перо в качестве частотного фильтра, устанавливаемого внутрь резонатора лазера (рис. 11.18). Практически такой интерферометр представляет собой плоскопараллельную пластинку из прозрачного на длине волны генерации материала (кварц, стекло и т. д.) с нанесенными на ее поверхности частично отражающими покрытиями. Пластинку ориентируют под некоторым углом к оптической оси резонатора. В литературе по лазерам такой интерферометр называют наклонным.

Как известно из оптики, коэффициенты пропускания T и отражения R* по интенсивности для интерферометра, представляющего собой пластинку толщиной d с показателем преломления n и коэффициентом отражения поверхностей r, определяются формулами:

$$T = \left(1 + \frac{4r}{(1-r)^2 \sin^2 \delta/2}\right)^{-1}, \quad R = 1 - T,$$

* $T = T_{пад}/I_{пр}$, $R = I_{от}/I_{пад}$, где $I_{пад}$, $I_{пр}$, $I_{от}$ – соответственно интенсивности падающего, прошедшего и отраженного от интерферометра света.

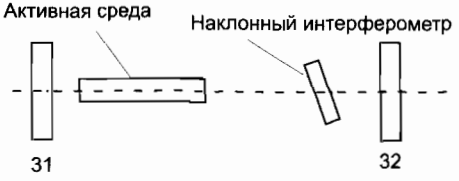


Рис. 11.18. Селекция продольных типов колебаний с использованием наклонного интерферометра

где $\delta = (4\pi n\nu d/c)\cos\varphi_2$, причем $\sin\varphi_1/\sin\varphi_2 = n$; φ_1 – угол падения света на переднюю грань интерферометра; ν – частота света; c – скорость света.

Величины T и R являются функциями частоты (рис. 11.19). При r, близких к единице, интерферометр пропускает излучение с частотами, близкими к собственным частотам, отстоящих друг от друга на величину $c/(2dn)$. Наклонный интерферометр, введенный в открытый резонатор лазера, таким образом, является фильтром, пропускающим лишь те типы колебаний, частоты которых совпадают с собственными частотами интерферометра или близкими к ним.

На рис. 11.20 для пояснения селекции наклонным интеферометром приведены зависимости коэффициента усиления α_ν активной среды лазера и коэффициента пропускания наклонного интерферометра T от частоты, а также спектры продольных типов резонатора лазера и выходного излучения.

Одновременно с селекцией продольных типов колебаний наклонным интерферометром осуществляется подавление высших поперечных типов (благодаря зависимости коэффициента пропускания интерферометра от угла падения и частоты).

Наклонные интерферометры позволяют значительно сузить спектр генерации лазера, но в редких случаях удается получить селекцию одного типа колебаний. Последнее связано с трудностью создания интерферометров высокого качества с нужной базой и малой шириной полосы пропускания, такой, в пределах которой укладывался бы лишь один тип колебаний.

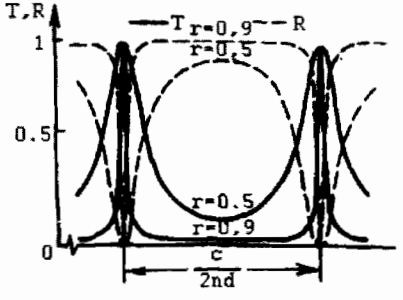


Рис. 11.19. Зависимость коэффициентов пропускания и отражения наклонного интерферометра от коэффициента к

Широкое распространение получил интерференционный метод селекции про-

дольных колебаний с использованием многозеркальных резонаторных систем. Согласно этому методу, одно из зеркал резонатора лазера заменяется сложным отражателем, состоящим из двух и более зеркал. Селекция продольных типов при этом достигается за счет частотной зависимости коэффициента отражения сложного отражателя.

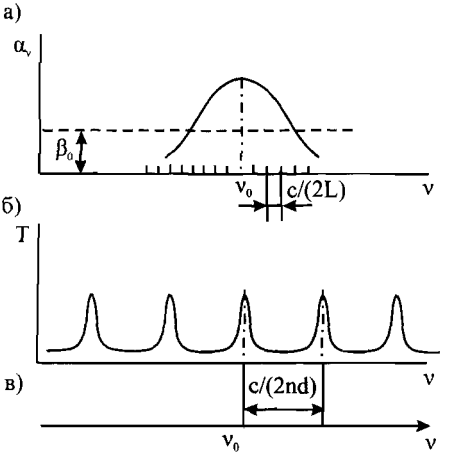


Рис. 11.20. К пояснению принципа селекции продольных типов колебаний с помощью наклонного интерферометра

На рис. 11.21 показано несколько схем резонаторов лазера со сложными селектирующими отражателями. Селектирующий отражатель в схеме, изображенной на рис. 11.21,*а*, представляет собой интерферометр Фабри–Перо. Коэффициент отражения R_Σ интерферометра Фабри–Перо, в зависимости от частоты, является периодической функцией (см. рис. 11.19). Максимумы коэффициентов отражения отстоят по частоте на величину $c/(2nd)$. Подбирая расстояние d между зеркалами, можно добиться того, чтобы в пределах линии усиления активной среды находился один максимум коэффициента отражения. При этом усиление активной среды лазера превышает потери в резонаторе со сложным отражателем в узкой области частот $\Delta\nu_c$ (рис. 11.22). Если $\Delta\nu_c$ меньше частотного интервала между соседними типами колебаний $\Delta\nu = c/(2L)$ (L – оптическое расстояние от зеркала 31 до сложного отражателя), то лазер будет генерировать на одном продольном типе колебаний.

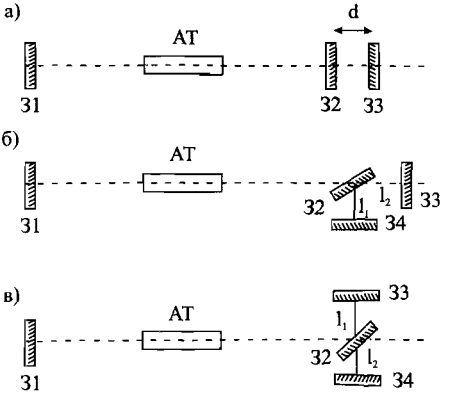


Рис. 11.21. Селекция продольных типов колебаний с помощью многозеркальных резонаторов

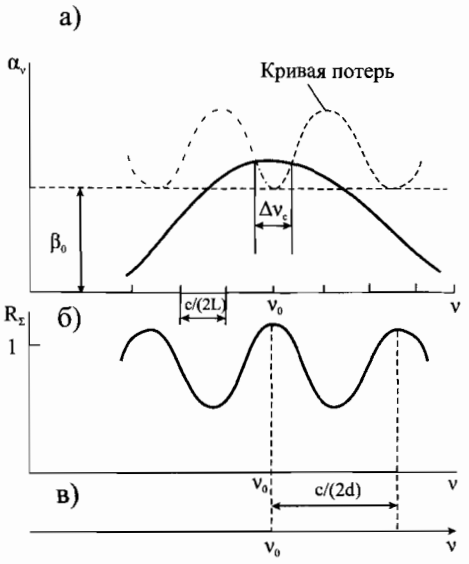


Рис. 11.22. К пояснению принципа селекции продольных типов колебаний с помощью многозеркальных резонаторов

Сложные селектирующие резонаторы, изображенные на рис. 11.21,*б*,*в*, как показывает анализ, имеют более резкую зависимость коэффициента отражения от частоты вблизи от его максимума, чем для интерферометра Фабри–Перо, что обеспечивает меньшую частотную область низких потерь резонансной системы лазера и, как следствие, лучшую селекцию типов колебаний. Частотное расстояние между максимумами коэффициентов отражения сложных отражателей, показанных на рис. 11.21,*б*,*в*, равно $c[2(l_1+l_2)]^{-1}$.

Чрезвычайно простой способ селекции продольных типов колебаний основан на применении тонкой, толщиной много меньшей длины волны, проводящей пленки, устанавливаемой в резонатор перпендикулярно оси луча (рис. 11.23). При этом используется пространственная периодичность электрического поля стоячей волны в оптическом резонаторе. Помещение такой пленки в узел стоячей волны незначительно увеличивает потери рассматриваемого типа колебаний. Типы колебаний, у которых электрическое поле в месте расположения пленки отлично от нуля, испытывают сильное поглощение. Практически селектирующую металлическую пленку наносят на плоскопараллельную прозрачную пластинку, другую сторону которой просветляют на генерируемой длине волны (на рис. 11.23 обозначено: АТ – активное тело, МП – металлическая пленка).

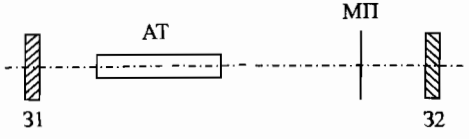


Рис. 11.23. Селекция продольных типов колебаний с помощью тонкой проводящей пленки

Для лазеров с активной средой, имеющей однородно уширенную линию усиления (рубиновые лазеры, лазеры на кристаллах YAG-Nd и др.), возможен еще один способ получения одночастотного режима генерации. Генерация на многих типах колебаний с такой средой получается за счет так называемой пространственной модуляции инверсной населенности. Допустим, что в резонаторе возбужден один тип колебаний. Поле этого типа колебаний представляет собой стоячую волну. Интенсивность волны I, пропорциональная квадрату напряженности поля, будет распределена вдоль оси резонатора, как показано на рис. 11.24. Вероятность индуцированного перехода частиц рабочей среды лазера пропорциональна интенсивности. Поэтому в пучностях стоячей волны число индуцированных переходов будет наибольшим, а в узлах – близким к нулю. В результате инверсная населенность ΔN, которая до начала генерации имела некоторое постоянное значение по всему объему активной среды, становится пространственно промодулированной (см. рис. 11.24). Очевидно, что в результате пространственной модуляции усиление в активной среде для типов колебаний, отличающихся распределением поля в резонаторе, становится больше, чем для существующего типа. Поэтому в резонаторе возбудится другой тип колебаний, что приведет к изменению пространственной модуляции инверсии населенностей в активной среде, и, следовательно, вызовет возбуждение нового типа колебаний и т. д.

При устранении пространственной неоднородности поля в резонаторе лазера с однородноуширенной линией усиления активной среды генерация должна возникать и происходить на одной частоте, соответствующей максимуму линии усиления. Наиболее просто достигается одночастотный режим работы лазера с однородноуширенной линией активной среды в результате устранения пространственной неоднородности поля в резонаторе путем создания в нем режима бегущей волны. Для этого в лазере используют

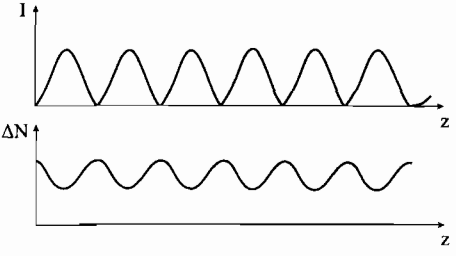


Рис. 11.24. Распределение интенсивности электрической составляющей поля (а) в резонаторе и разности населенностей (б) в активной среде вдоль оси резонатора

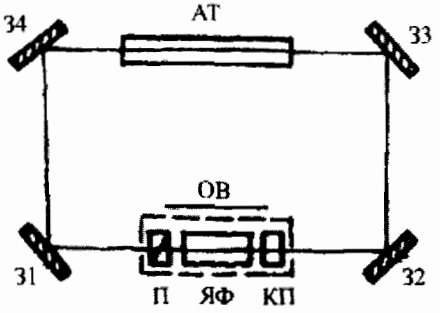


Рис. 11.25. Получение одночастотного режима генерации с помощью кольцевого резонатора

кольцевой резонатор, а для получения режима бегущей волны в него вводят оптический вентиль (рис. 11.25). Оптический вентиль ОВ состоит из поляризатора П, ячейки Фарадея ЯФ (невзаимный вращатель поляризации) и кристаллической пластинки КП с естественным вращением плоскости поляризации (взаимный вращатель поляризации). Магнитное поле ячейки Фарадея и толщина кристаллической пластинки подбираются так, чтобы углы поворота плоскости поляризации $\varphi_{яф}$ и $\varphi_{кп}$, создаваемые ими, были одинаковыми и равными φ_0. Тогда у волны, идущей от поляризатора через оптический вентиль по одному направлению, плоскость поляризации изменится на угол $2\varphi_0$, и при повторном прохождении через поляризатор амплитуда этой волны уменьшается. Для волны, распространяющейся через вентиль в противоположном направлении, вращение плоскости поляризации, создаваемое ячейкой Фарадея и кристаллической пластиной, компенсируется, и она не испытывает дополнительных потерь при прохождении через поляризатор.

11.5. Стабилизация частоты лазеров

Одним из важнейших направлений в области улучшения характеристик лазеров является стабилизация частоты их излучения. Для ряда областей, таких, как оптическая связь, интерферометрия, измерительная техника, метрология, требуются лазеры не только работающие в одночастотном режиме, но и обеспечивающие достаточно высокую стабильность и воспроизводимость* частоты.

Частота излучения одночастотных лазеров зависит от многих факторов: температуры, давления, влажности окружающей среды,

* Степень, с которой лазер воспроизводит одну и ту же частоту от одного включения до другого.

вибрации зеркал и внутрирезонаторных элементов и т.д., изменяющих оптические параметры резонатора, и элементов селекции. При разработке лазеров предусматривают меры пассивной стабилизации: резонатор выполняют достаточно жесткой конструкции из материалов с малым температурным расширением (инвар, ситалл, плавленный кварц); осуществляют экранирование оптического пути от воздушных потоков, обеспечивают акустическую изоляцию; осуществляют термокомпенсирование, термостатирование и т.д. Этими мерами удается доводить стабильность (относительное среднеквадратичное отключение частоты от средней) частоты газовых лазеров типа гелий-неоновых до величин 10^{-6}—10^{-7} за время порядка 1 часа.

Кардинально решить проблему стабилизации частоты лазеров позволяют активные методы автоподстройки частоты излучения по различным эталонам, реперам. В качестве реперов используют высокодобротные резонансы интерферометров, резонансы усиления активной среды, атомные и молекулярные резонансы поглощения. Реперы помещают либо внутри резонатора лазера, либо вне его.

В активных методах стабилизации частоты резонансный репер применяется в качестве частотного дискриминатора, преобразующего отклонение частоты лазера в изменяющийся во времени сигнал ошибки. Амплитуда и фаза этого сигнала определяют величину и знак отклонения частоты генерации от резонансной частоты репера. После усиления и фазочувствительного детектирования сигнал ошибки используется для подстройки частоты генерации к резонансной частоте репера. Активные методы стабилизации частоты позволяют поднять стабильность частоты лазера на много порядков.

Наиболее высокую стабильность частоты лазеров удается получать при использовании в качестве репера узких резонансных провалов (пиков) в доплеровски-уширенной линии усиления (поглощения) газовых сред. Появление резонансных провалов в доплеровски-уширенной линии усиления газовых лазеров теоретически было объяснено Лэмбом. Эти провалы названы его именем. Впервые провалы Лэмба наблюдались в гелий-неоновых лазерах. Провал Лэмба иллюстрируется на рис. 11.26, где приведена зависимость выходной мощности P газового лазера с неоднородно-уширенной линией усиления от частоты генерации. Из рис. 11.26 видно, что вблизи центральной частоты ν_0 имеется провал. Образование провала Лэмба объясняет-

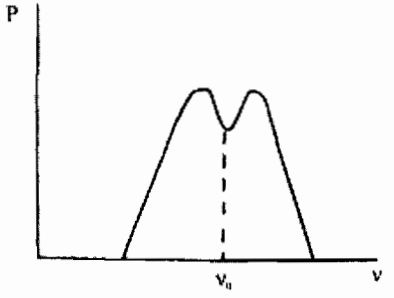


Рис. 11.26. Провал Лэмба

ся особенностью процесса взаимодействия электромагнитного поля резонатора лазера и хаотически движущимися частицами (атомами, молекулами) рабочего газа, связанной с эффектом Доплера.

В соответствии с эффектом Доплера, если частица движется со скоростью v в направлении падающей на нее со скоростью с электромагнитной волны частотой ν, то она воспринимает эту волну с измененной частотой, равной $\nu_D = \nu(1 - v/c)$. Такая движущаяся частица, имеющая резонансную частоту ν_0, будет взаимодействовать с падающей на нее электромагнитной волной лишь при равенстве $\nu_0 = \nu_D = \nu(1 - v/c)$. Другими словами, электромагнитная волна частоты ν, двигаясь через газовую среду, будет взаимодействовать с атомами, скорости которых удовлетворяют соотношению:

$$v = \frac{\nu - \nu_0}{\nu} c.$$

Во время генерации в резонаторе лазера возникает стоячая световая волна электромагнитного поля, образующаяся из двух бегущих волн одинаковой частоты ν, одна из которых распространяется в прямом, другая – в обратном направлении. Каждая из бегущих волн взаимодействует со своей группой атомов, движущихся со скоростью $v_{рез} = \frac{\nu - \nu_0}{\nu} c$ в том же направлении, что и волна. Т. е. прямая волна взаимодействует с атомами, движущимися со скоростью $v_{рез}$, а обратная волна взаимодействует с атомами, движущимися со скоростью $-v_{рез}$. Это избирательное взаимодействие прямой и обратной волн с атомами изменяет распределение по скоростям частиц, находящихся на верхнем *m* и нижнем *n* энергетических уровнях лазерного перехода (рис. 11.27).

На рис. 11.27 $N_m^{(v)}$ и $N_n^{(v)}$ соответственно обозначают число атомов, имеющих скорость v и находящихся в *m*- *n*-состояниях. Благодаря индуцированным переходам, под действием прямой и обратной волн в распределении по скоростям атомов, находящихся на

верхнем уровне, при значениях $v = v_{рез}$ и $v = -v_{рез}$ появляются «дырки», а для атомов, находящихся на нижнем уровне, возникают «пики» (см. рис. 11.27,*б*). В распределении по скоростям разности населенностей верхнего и нижнего лазерных уровней появляются «дырки» при значениях $v = v_{рез}, -v_{рез}$ (рис. 11.27). Это означает, что при генерации на частоте $\nu \neq \nu_0$ лазер черпает энергию от двух групп атомов, движущихся в разных направлениях с одной и той же скоростью $|v_{рез}|$. При частоте генерации $\nu = \nu_0$ обе «дырки» в распределении разности населенности совпадают, и бегущие в противоположные стороны волны, образующие стоячую световую волну, взаимодействуют только с одной группой атомов, для которой $v_0 = 0$ (рис. 11.28). Это и приводит к уменьшению мощности генерации при $\nu = \nu_0$ (рис. 11.26).

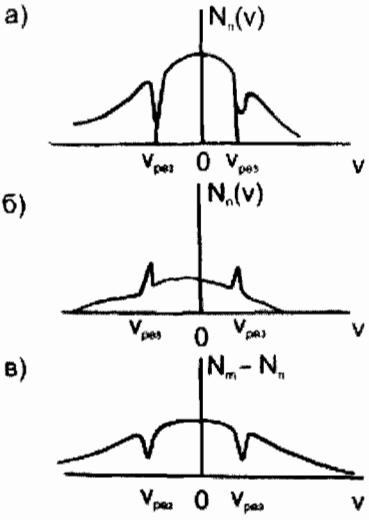


Рис. 11.27. Зависимости населенностей верхнего, нижнего уровней и их разности от частоты в пределах ширины лини усиления лазера

Ширина провала Лэмба определяется естественным (радиационным) и столкновительным уширением и составляет величину десятка мегагерц (для He–Ne-лазера). Она значительно меньше неоднородной (определяемой эффектом Доплера) ширины линии усиления, имеющей величину единиц гигагерц. Положение дна лэмбовского провала фиксируется частотой ν_0. Провал Лэмба применяется для стабилизации частоты. Получаемая при этом стабильность частоты составляет величину 10^{-9}.

Существенно более высокой стабильности частоты удается достичь при использовании резонансов нелинейного поглощения газовых ячеек низкого давления. Для этого внутри резонатора лазера, кроме усиливающей газоразрядной трубки, помещают резонансно по-

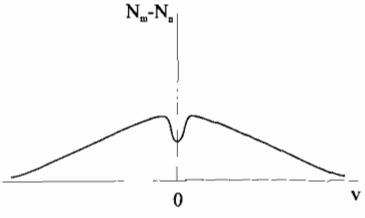


Рис. 11.28. Образование провала Лэмба

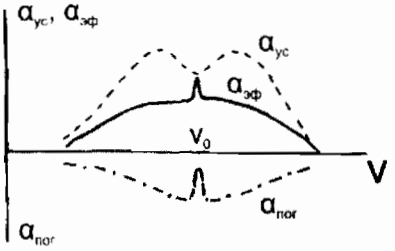


Рис. 11.29. Механизм возникновения обращенного провала Лэмба

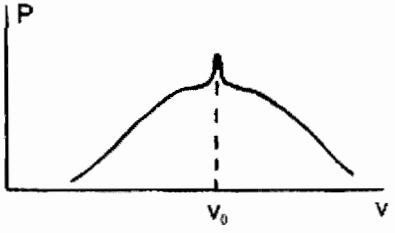


Рис. 11.30. Обращенный провал Лэмба

глощающую газовую ячейку низкого давления. В соответствии с проведенным выше рассмотрением, во время генерации лазера под действием стоячей волны электромагнитного пюля выравниваются населенности рабочих уровней в усиливающей и поглощающей средах, что приводит к появлению на частоте ν_0 провала Лэмба как в линии усиления $\alpha_{ус}(\nu)$, так и в линии поглощения $\alpha_{пог}(\nu)$ этих сред (рис. 11.29). В результате в линии эффективного усиления $\alpha_{эф}(\nu)=\alpha_{ус}(\nu)+\alpha_{пог}(\nu)$ двухкомпонентной среды на частоте $\nu=\nu_0$ возникает узкий пик (рис. 11.29), что обуславливает появление узкого пика выходной мощности (рис. 11. 30), иногда называемого обращенным провалом Лэмба.

Ширина обращенного провала Лэмба может быть получена в сотни раз более узкой, чем провал Лэмба в линии усиления. Это связано, во-первых, с тем, что в поглощающей среде, в отличие от усиливающей, могут быть использованы переходы из основного в возбужденное долгоживущее состояние. В результате естественная (радиационная) ширина может быть получена крайне малой*. Во-вторых, давление газа в поглощающей ячейке выбирают значительно меньшим, чем в усиливающей рабочей камере, что снижает уширение, вызываемое столкновениями частиц между собой.

Использование в качестве репера обращенного провала Лэмба позволяет создавать лазеры со стабильностью частоты 10^{-12}–10^{-13} и выше. На рис. 11.31,*а* приведена схема газового лазера с внутренней поглощающей ячейкой, частота которого стабилизируется по пику

---

* Естественная ширина $\Delta\nu$, согласно формуле (1.35), обратно пропорциональна времени жизни частиц τ_m верхнего и τ_n нижнего состояния рабочего перехода. Для основного состояния время жизни $\tau_n=\infty$.

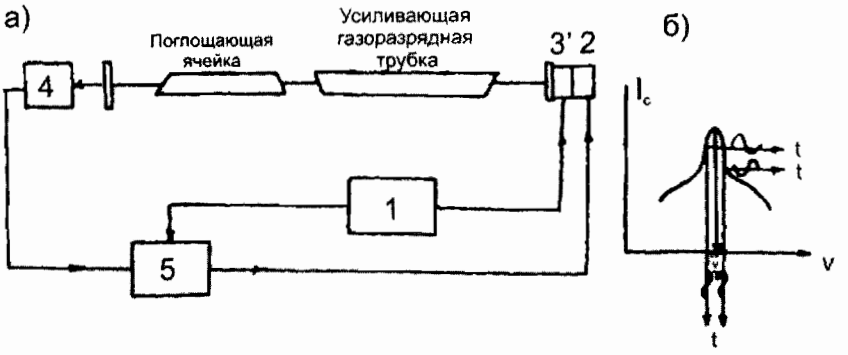


Рис. 11.31. Схема стабилизированного по частоте газового лазера

выходной мощности (по обращенному провалу Лэмба). С помощью генератора звуковой частоты (1), подключенному к пьезопреобразователю (2), управляющему положением зеркала (3') резонатора, осуществляется частотная модуляция излучения лазера. Девиация частотной модуляции излучения лазера выбирается меньше полуширины обращенного провала Лэмба. При этом интенсивность излучения лазера оказывается промодулированной со звуковой частотой. Амплитуда и фаза сигнала модуляции I_c, снимаемого с выхода фотодетектора (4), определяют величину и знак расстройки частоты генерации $\nu_г$ от частоты ν_0, соответствующей пику выходной мощности (рис. 11.31,*б*). Сигнал с выхода фотодетектора преобразуется фазовым детектором (5) в сигнал ошибки. Сигнал ошибки подается на пьезопреобразователь (2), управляющий положением зеркала (3') резонатора, и обеспечивает подстройку частоты генерации $\nu_г$ лазера на вершину резонанса.

В качестве примера приведем данные по стабилизации частоты гелий-неоновых лазеров. Для стабилизации He–Ne-лазера, работающего на длине волны 632,8 нм, наилучшую стабильность удается получать при использовании внутренней поглощающей ячейки с парами йода I_2^{129} (или I_2^{127}). Стабильность частоты составляет величину 10^{-11}–10^{-12} в зависимости от времени усреднения, а воспроизводимость частоты 10^{-10}. Для He–Ne-лазера, работающего на длине волны 3,39 мкм, с внутренней поглощающей метановой (CH_4) ячейкой, достигнута рекордная стабильность частоты (10^{-13}–10^{-14}) и воспроизводимость частоты (10^{-13}).

ГЛАВА 12

КВАНТОВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ, РАБОТАЮЩИЕ В РАДИОДИАПАЗОНЕ

12.1. Применение радиочастотного метода на молекулярных и атомных пучках. Цезиевый пучковый стандарт частоты

Метод радиоспектроскопии на молекулярных и атомных пучках впервые был применен для измерения основных физических величин, характеризующих молекулы, атомы, ядра, а также изучения различных тонких внутримолекулярных и атомных взаимодействий.

Магнитным резонансным методом на пучках молекул и атомов с высокой точностью были измерены магнитные моменты ядер большого числа элементов. Эти измерения проводились на молекулах, находящихся в $^1\Sigma_0$-состояниях, когда момент определяется ядрами, входящими в состав молекул. В сильном внешнем магнитном поле $\vec{H}_0$ магнитная связь между ядрами разрывается и их моменты независимо друг от друга прецессируют вокруг поля $\vec{H}_0$. При этом для каждого ядра с помощью магнитного резонансного метода определяют резонансную частоту:

$$\nu_0 = \frac{|\gamma_I| H_0}{2\pi} = \frac{\mu_I}{I}\frac{H_0}{h}.$$

Затем, зная частоту ν_0, магнитное поле H_0 и спин ядра, находят магнитный момент μ_I. Точность определения μ_I зависит от точности, с которой измеряют ν_0 и H_0. Частоту с точностью 0,01% и даже более высокой измерить несложно. Провести абсолютные измерения магнитного поля с большой точностью чрезвычайно трудно. Наиболее же просты прецизионные измерения отношения магнитных моментов ядер: в одном и том же магнитном поле данной установки измеряют резонансные частоты ν_{01} и ν_{02} разных ядер:

$$\nu_{01} = \frac{|\gamma_{I1}| H_0}{2\pi} = \frac{\mu_{I1} H_0}{I_1 h} \text{ и } \nu_{02} = \frac{|\gamma_{I2}| H_0}{2\pi} = \frac{\mu_{I2} H_0}{I_2 h},$$

откуда

$$\frac{\nu_{01}}{\nu_{02}} = \frac{\gamma_{I1}}{\gamma_{I2}} = \frac{\mu_{I1}}{\mu_{I2}} \frac{I_2}{I_1}.$$

Точность определения отношения моментов равна точности измерения частоты. Такие измерения позволяют находить моменты ядер в магнитных моментах протонов.

Магнитные свойства молекул характеризуются не только магнетизмом электронных оболочек и ядер атомов, входящих в молекулу, но также и магнетизмом, обусловленным вращательным движением молекул. В зависимости от вращательного состояния молекула имеет определенный вращательный магнитный момент. В сильном магнитном поле происходит независимая прецессия ядер и вращательного магнитного момента молекулы. Методом радиочастотного резонанса на молекулярных пучках удается наблюдать переориентировку вращательного магнитного момента молекул и таким образом измерять его величину.

При исследовании молекул, кроме ядерных резонансных линий, наблюдаются дополнительные линии, обусловленные взаимодействием электронной оболочки с квадрупольными моментами ядер, по которым находят последние.

Метод магнитного резонанса на атомных пучках дает возможность определять моменты атомов и ядер, спины ядер, а также получать сведения о их квадрупольных моментах. Измерения с помощью этого метода позволили получить важнейший результат: собственный момент электрона равен $1{,}001146 \pm 0{,}000013$ магнетона Бора, а не точно одному магнетону Бора. Все эти данные были получены на основе изучения методом магнитного резонанса переходов между уровнями сверхтонкой структуры атомов.

Резонансный метод на атомных пучках нашел широкое практическое применение в осуществлении стандартов частоты. На основе этого метода в настоящее время создаются наиболее точные атомные стандарты частоты. Так, например, стандарт частоты на пучке атомов цезия Cs^{133} был введен в службу времени. В качестве

эталонной используется частота перехода между уровнями сверхтонкой структуры основного состояния атомов Cs^{133}. Атом цезия Cs^{133} имеет спин ядра $I = 7/2$. Основное состояние атома цезия $^2S_{1/2}$ обладает сверхтонкой структурой, характеризуемой квантовым числом полного механического момента F, принимающего два значения: $F = 3$ и 4. В магнитном поле уровень $F = 3$ расщепляется на семь подуровней, а уровень $F = 4$ – на девять подуровней, в соответствии с числом значений, которое принимает магнитное квантовое число m_F.

Зависимость энергии уровней сверхтонкой структуры основного состояния $^2S_{1/2}$ атомов цезия (рис.12.1) показывает, что на уровни с $m_F = 0$ при малых магнитных полях слабо влияет напряженность магнитного поля. Поэтому в квантовом стандарте частоты используют переход между уровнями $F = 4$, $m_F = 0$ и $F = 3$, $m_F = 0$, на рис.12.1 показан стрелкой и обозначен $(4,0) \leftrightarrow (3,0)$. Частота этого перехода слабо зависит от магнитного поля:

$$\nu_0 = (9192631770 + 427\,H^2), \qquad (12.1)$$

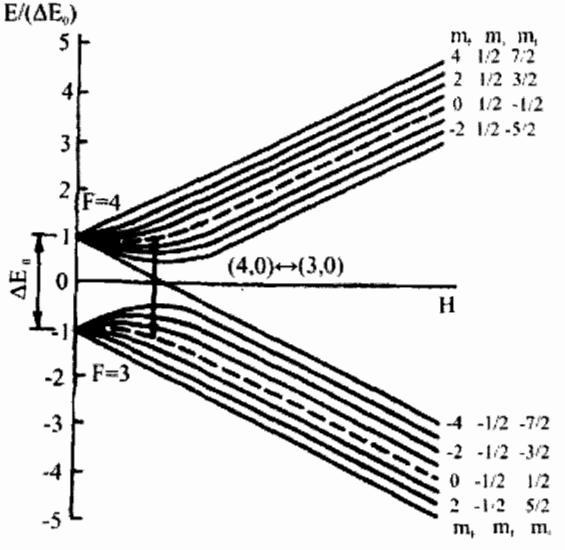


Рис. 12.1. Зависимость энергии уровней сверхтонкой структуры основного состояния ^2S_S атомов цезия от напряженности магнитного поля

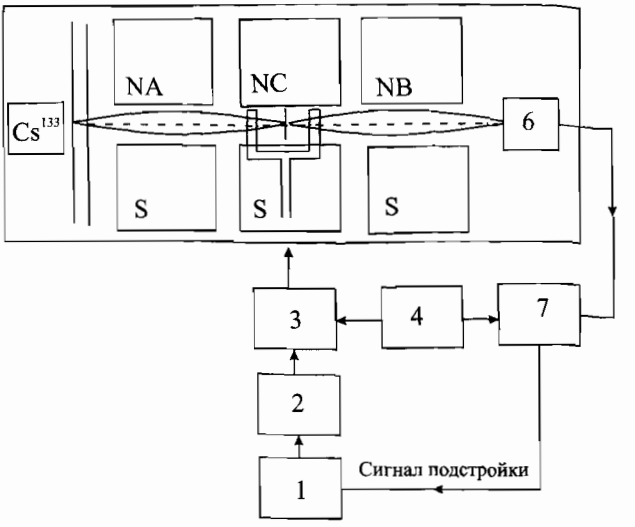


Рис. 12.2. Упрощенная схема структурная схема стандарта частоты на пучке атомов цезия

где H выражено в эрстедах, ν_0 – в герцах. Если напряженность поля H меньше 0,1 Э и поддерживается с постоянной точностью, не меньше 1%, то частота ν_0 перехода $(4,0) \leftrightarrow (3,0)$, как следует из (2.26), определена с точностью до 10^{-12}.

Упрощенная структурная схема стандарта частоты с пучком атомов цезия, называемого обычно цезиевым стандартом частоты, представлена на рис. 12.2 Основным звеном этого стандарта является атомно-лучевой радиоспектроскоп, построенный по методу магнитного резонанса с раздельными областями возбуждения. Расстояния между областями возбуждения в уникальных установках составляют 3 м, что обеспечивает получение ширины линии всего в несколько десятков герц. Добротность* линии достигает величины 10^8. Работа стандарта частоты основана на стабилизации частоты кварцевого генератора по спектральной линии перехода $(4,0) \leftrightarrow (3,0)$ атомов Cs^{133}. Частота кварцевого генератора 1 увеличивается умножителем 2 до частоты спектральной линии. После умножения сигнал поступает на фазовый (частотный) модулятор 3, на который так-

* Под добротностью спектральной линии понимается отношение резонансной частоты к ширине линии.

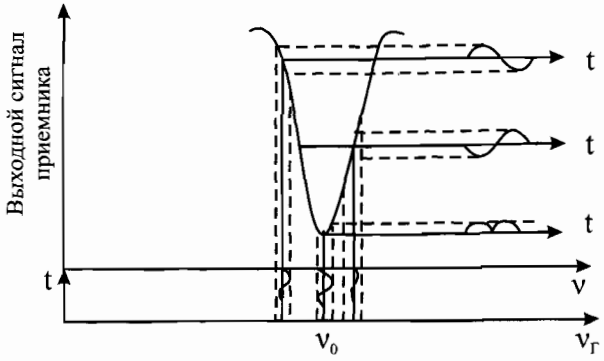


Рис. 12.3. Схема, поясняющая получение сигнала подстройки

же подается напряжение от вспомогательного генератора модуляции 4, осуществляющего частотную модуляцию сигнала умноженной частоты. Девиация частотной модуляции устанавливается несколько меньше полуширины спектральной линии $(4,0) \leftrightarrow (3,0)$ атомов цезия. Частотно-модулированный сигнал поступает в волноводную систему атомно-лучевого спектрометра 5 и осуществляет индуцированные переходы атомов цезия.

На выходе атомно-лучевого спектроскопа получают сигнал, частота которого равна частоте генератора модуляции, а амплитуда и фаза его зависят от величины и знака расстройки сигнала умноженной частоты кварцевого генератора от центра спектральной линии перехода $(4,0) \leftrightarrow (3,0)$ (рис. 12.3). Линия перехода используется как своего рода частотный дискриминатор. Сигнал с выхода приемника 6 атомно-лучевого спектроскопа поступает на синхронный (фазовый) детектор 7, опорным сигналом которого служит генератор модуляции 4.

Выходной сигнал синхронного детектора подается на сервоэлемент, подстраивающий частоту стабилизируемого кварцевого генератора.

Цезиевые стандарты частоты имеют стабильность частоты* 10^{-11} за час. В уникальных установках стабильность 10^{-12} за час.

---

* Стабильность частоты характеризует способность генератора сохранять одну и ту же частоту во время непрерывной работы. Она оценивается относительной величиной $\Delta\nu(\tau)/\nu_0$, где $\Delta\nu(\tau)$ – среднеквадратичное отклонение частоты от средней ν_0 за промежуток времени τ.

12.2. Квантовый генератор на пучке молекул аммиака

Квантовый генератор на пучке молекул аммиака исторически является первым устройством, в котором экспериментально был осуществлен принцип генерации на основе индуцированного излучения. Необходимая для работы генераторов инверсия населенностей рабочего вещества, в качестве которого используется пучок молекул NH_3, создается посредством сортировки молекул по энергетическим состояниям на основе использования явления Штарка путем отклонения их неоднородным электрическим полем.

В рассматриваемом генераторе используется переход между уровнями инверсного расщепления основного колебательного состояния молекул NH_3. Молекула аммиака имеет пирамидальную структуру. Основанием пирамиды является равносторонний треугольник, в вершинах которого находятся ядра атомов водорода. В вершине пирамиды лежит ядро атома азота. В молекуле NH_3 возможны различные типы нормальных колебаний, с которыми связаны определенные колебательные уровни. Одним из нормальных типов колебаний является полносимметричный валентный тип колебаний, при котором ядро атома азота совершает колебания вдоль оси перпендикулярной плоскости атомов водорода. Потенциальная энергия (E) взаимодействия атомов азота с атомами водорода как функция расстояния между N- и H-плоскостью имеет форму кривой с двумя минимумами (рис. 12.4.*б*). Минимумы потенциальной энергии соответствуют двум равновесным обращенным конфигурациям молекулы (рис. 12.4,*а*). При полносимметричном валентном типе колебаний атом азота колеблется около положений S_{01} и S_{02}, соответствующих минимумам потенциальной энергии.

Благодаря квантовому эффекту, нормальные полносимметричные колебания молекулы аммиака для двух ее конфигураций являются связанными. Это приводит к тому, что каждый энергетический уровень таких колебаний расщепляется на два инверсионных подуровня: расщепление тем больше, чем ближе энергия колебаний к величине энергетического барьера, разделяющего минимумы энергии. Так, для основного колебательного состояния, характеризуемого вибрационным квантовым числом $v = 0$, расщепление примерно равно $2{,}4 \cdot 10^{10}$ Гц, а для возбужденных состояний с $v = 1$

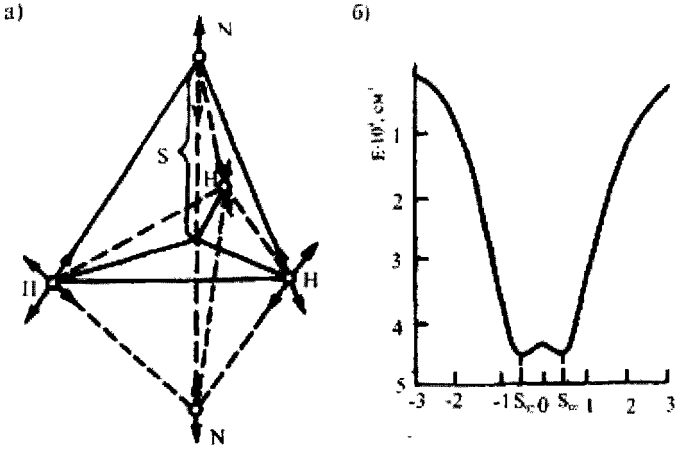


Рис. 12.4. а) Геометрическая структура молекулы аммиака. б) Зависимость потенциальной энергии молекулы аммиака от расстояния между ядром азота и плоскостью, занимаемой протонами

и $\nu = 2$ оно соответственно равно 10^{12} и 10^{13} Гц. Возбужденные уровни при обычных условиях практически не заселены.

Инверсионное расщепление колебательных уровней зависит от вращательного состояния молекулы, которое приводит к центробежному растяжению ее и изменению тем самым высоты потенциального барьера, что сказывается на величине инверсионного расщепления. Вращательное состояние молекулы характеризуется двумя квантовыми числами: J и K. Число J определяет полный вращательный момент молекулы, а K – его проекцию на ось симметрии молекулы. В рассматриваемом генераторе используется переход между уровнями инверсионного расщепления основного колебательного состояния, характеризуемого квантовым числом $\nu = 0$ молекул NH_3, находящихся во вращательном состоянии $J = 3$, $K = 3$, сокращенно обозначенном (3,3) и имеющем частоту 23 870 МГц.

На рис. 12.5,*а* приведена схема квантового генератора на пучке молекул NH_3. Генератор включает три основные части: 1 – источник молекул NH_3, 2 – сортирующая система, 3 – резонатор. Источник молекул аналогичен источникам, используемым в установках по резонансному методу молекулярных пучков. Он представляет собой камеру, в одной из стенок которой выполнены каналы. Диаметр каналов (~50 мкм) мал по сравнению с толщиной стенки (~2 мм). Дав-

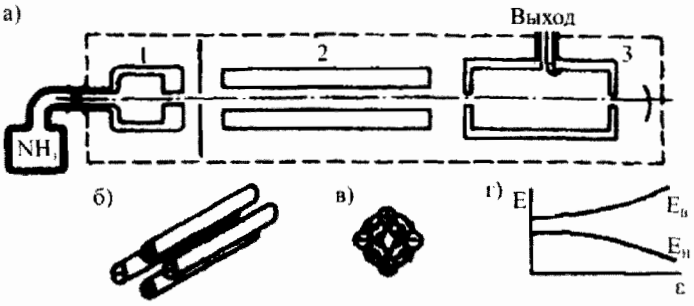


Рис. 12.5. Устройство квантового генератора на пучке молекул аммиака

ление аммиака в камере поддерживается таким (обычно 10^{-2}торр), чтобы длина свободного пробега превышала толщину стенки с отверстиями. При этом молекулы газа покидают источник, образуя направленный пучок. Для компенсации убыли молекул камеру источника через редуктор соединяют с баллоном газа.

Путем откачки и охлаждения стенок генератора в области сортирующей системы и в резонаторе достигают достаточно низкого давления (обычно 10^{-6} торр), чтобы отсутствовали соударения молекул в ней. Молекулы пучка, вылетающие из источника, распределены по энергетическим уровням в соответствии с соотношением Больцмана: на верхних уровнях находится меньше молекул, чем на нижележащих. С целью создания инверсии населенностей для рабочей пары уровней молекулярный пучок пропускают через сортирующую систему, которая выделяет из него молекулы, находящиеся в верхнем энергетическом состоянии. В качестве сортирующей системы часто используется квадрупольный конденсатор (см. рис. 12.5,*б*), который представляет собой четыре одинаковых цилиндрических электрода, расположенных параллельно друг другу и присоединенных через один к отрицательному и положительному полюсам источника постоянного напряжения*. Поле внутри квадрупольного конденсатора резко неоднородно: на оси оно равно нулю, а вблизи электродов имеет наибольшее значение (~150 кв/см) (см. рис. 12.5,*в*). Сортировка молекул основана на явлении Штарка. Согласно расчету эффекта Штарка,

* Минимальное расстояние от поверхности электродов до оси системы составляет примерно несколько миллиметров, длина электродов – 10 см, напряжение, прикладываемое к электродам, – десятки киловольт.

энергия молекул NH_3, находящихся в нижнем инверсионном состоянии, уменьшается, а энергия молекул, находящихся в верхнем состоянии, наоборот, увеличивается с возрастанием внешнего электрического поля. На рис. 12.5,*г* показан характер изменения энергии верхнего и нижнего инверсионных уровней молекул NH_3 в зависимости от величины электрического поля ε.

Поскольку всякая система стремится занять состояние, в котором энергия ее минимальна, то при прохождении молекулы через неоднородное поле квадрупольного конденсатора те из них, которые находятся в верхнем энергетическом состоянии, будут перемещаться в область минимального поля, т. е. будут стремиться к оси системы, а молекулы, находящиеся в нижнем состоянии, будут уходить в область большего поля – к электродам конденсатора. В результате прохождения через квадрупольный конденсатор образуется аксиальный пучок, преимущественно состоящий из молекул, находящихся в верхнем энергетическом состоянии.

Далее пучок проходит через объемный резонатор, настроенный на частоту спектральной линии. Обычно используется цилиндрический резонатор с E_{010}-типом колебаний. Под действием электромагнитного поля с частотой перехода между инверсионными уровнями молекулы за время пролета через него отдают энергию этому полю, переходя в нижнее состояние. Если мощность, отдаваемая молекулами, превзойдет мощность потерь энергии в резонаторе, то рассматриваемое устройство будет представлять собой усилитель электромагнитных колебаний. Если отдаваемая молекулами мощность превысит суммарную мощность потерь в резонаторе и отводимую из него, то в устройстве наступит самовозбуждение. Амплитуда возникших колебаний при этом будет нарастать, а нарастание колебаний ограничится эффектом насыщения.

Для определения мощности, отдаваемой инвертированным потоком молекул, нужно знать вероятность $W_{в.н}$ индуцированного перехода молекул аммиака с верхнего в нижнее состояние полем $\varepsilon = \varepsilon_\nu \sin(2\pi\nu t)$ резонатора. Она может быть найдена по формуле (1.35):

$$W_{в.н} = \frac{\varepsilon_\nu^2 M_{в.н}^2}{h^2} \frac{\sin^2 \pi(\nu_{в.н} - \nu) t_1}{(\nu_{в.н} - \nu)^2},$$

где t_1 – время пролета молекул через резонатор.

При точной настройке резонатора на частоту перехода $\nu = \nu_{вн}$ для вероятности $W_{вн}$ имеем: $W_{вн} = \varepsilon_\nu^2 M_{вн}^2 \pi^2 h^{-2} t_1^2$. Мощность $P_{из}$, излучаемая потоком активных молекул N_a, влетающих за 1 с в резонатор, равна:

$$P_{из} = h\nu_{вн} N_a W_{вн} = h\nu_{вн} N_a \varepsilon_\nu^2 M_{вн}^2 \pi^2 h^{-2} t_1^2.$$

Для наступления самовозбуждения колебаний необходимо, чтобы $P_{из}$ превышала мощность потерь ($P_{пот}$) резонатора:

$$P_{из} > P_{пот} = 2\pi\nu E_{зап} Q^{-1} = 2\pi\varepsilon_\nu^2 V_{эф} Q^{-1} 8^{-1} \pi^{-1},$$

где Q – добротность резонатора, определяемая как умноженное на $2\pi\nu$ отношение энергии, запасенной в резонаторе, к энергии, поглощенной в нем за период колебаний; $V_{эф}$ – эффективный объем резонатора. Подставляя в последнее соотношение выражение для $P_{из}$, найдем число молекул N_a (влетающих в 1 с), которое необходимо для поддержания колебаний:

$$N_a > hV_{эф}\left(4\pi^2 M_{вн}^2 t_1^2 Q\right)^{-1},$$

или, учитывая, что время пролета $t_1 = \ell / \mathrm{v}$ (ℓ – длина резонатора, v – скорость молекул), получим

$$N_a \geq hV_{эф}\mathrm{v}^2\left(4\pi^2 M_{вн}^2 \ell^2 Q\right)^{-1}.$$

При реальных значениях входящих в формулу величин $V_{эф} = 10$ см^3, $\mathrm{v} = 10^5$ см/с, $\ell = 10$ см, $Q = 10^4$, $M_{вн} = 1$ Д определяем значение порогового потока: $N_{апор} = 10^{13}$ молекул/с. Практически удается создавать потоки с $N_a = 10^{14}$ молекул/с. Максимально возможная мощность излучения молекул в резонаторе $P_{max} = h\nu N_a$. Для аммиачного генератора она составляет 10^{-9} Вт.

Как показывают экспериментальные исследования, генераторы на молекулах аммиака имеют сравнительно невысокую стабильность и воспроизводимость частоты. Одной из причин, ограничивающих стабильность их частоты, является наличие сверхтонких компонент у используемой линии (3,3) молекул аммиака. Сверхтонкие компоненты расположены настолько близко, что не разреша-

ются и воспринимаются как единая целая линия. Частота, соответствующая вершине результирующей линии, зависит от интенсивности сверхтонких компонент, имеющих различающиеся матричные элементы дипольного момента. Поэтому она зависит от интенсивности молекулярного потока, давления в источнике молекулярного пучка, условий сортировки, в частности, напряжения на электродах сортирующей системы. Относительная стабильность частоты $\Delta\nu/\nu$ молекулярного генератора на аммиаке достигает 10^{-11} за 10 ч.

В настоящее время аммиачные генераторы практически не используются.

12.3. Водородный стандарт частоты

Более высокую стабильность частоты, чем генераторы на молекулах аммиака, имеют квантовые генераторы на пучке атомов водорода, отличающихся простой структурой спектральных линий. Водородные генераторы как одни из наиболее стабильных характеризуются высокой воспроизводимостью частоты. Такие генераторы широко используются для создания стандартов частоты. В квантовых генераторах на атомах водорода используют переход между сверхтонкими подуровнями $(F=1, m_F=0)$ и $(F=0, m_F=0)$ основного $^2S_{1/2}$-состояния атома водорода. Частота этого перехода ν_0' слабо зависит от магнитного поля: $\nu_0' = \nu_0 + 2750\text{H}^2$ Гц (H выражено эрстедах, $\nu_0 = 1420405751\,78$ Гц – частота перехода в отсутствие поля). Согласно этому выражению, если напряженность поля выбрать примерно равной 10^{-3} Э (такое поле используется в реальных приборах для снятия вырождения уровня $F=1$ по магнитному квантовому числу m_F) и поддержать ее с погрешностью 0,1%, то частоту ν_0' можно определить с точностью до 10^{-14}. Водородный генератор, как и генератор на пучке молекул аммиака, состоит из трех основных частей: источника пучка атомов 1, сортирующей системы 2 и резонатора 3 (рис. 12.6,а).

Источник атомов обычно представляет собой разрядную стеклянную цилиндрическую камеру (длина ~50 мм, диаметр ~30 мм), в которую под давлением 0,1 торр напускают спектрально чистый молекулярный водород, здесь он диссоциирует на атомы. Атомы через решетку узких длинных каналов (диаметр ~50 мкм и длина ~1 мм), выполненных в торце камеры, выходят узким пучком (примерно

10^{16} атомов/с) в направлении сортирующей системы. Разряд в источнике создается высокочастотным генератором, работающим на частоте ~100 МГц.

Сортировка водородных атомов по энергетическим состояниям, основанная на эффекте Зеемана, производится неоднородным магнитным полем мультипольного (обычно шести или восьмиполюсного) магнита (см. рис. 12.6,*б*), характер распределения магнитного поля в котором подобен распределению электрического поля в квадрупольном конденсаторе. Принцип сортировки атомов водорода иллюстрирует рис. 12.6,*в*, где приведена схема энергетических уровней атомов водорода, находящихся в основном состоянии в магнитном поле.

Мультипольный магнит обычно имеет следующие параметры: максимальная напряженность магнитного поля на краю зазора ~10^4 Э, расстояние между противоположными полюсами ~1 мм, длина магнита ~10 см. В качестве резонансной системы обычно используют цилиндрический резонатор 4 с отполированными и посеребренными стенками (тип колебаний TE_{001}), позволяющий обеспечивать равномерное магнитное поле в значительной части своего объема. Добротность резонатора составляет $5 \cdot 10^4$. Внутри резонатора помещают сферическую кварцевую накопительную колбу 5 ра-

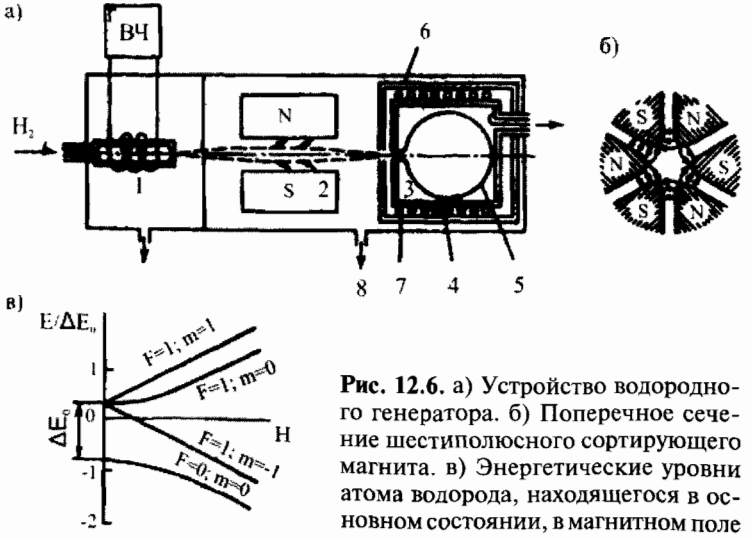


Рис. 12.6. а) Устройство водородного генератора. б) Поперечное сечение шестиполюсного сортирующего магнита. в) Энергетические уровни атома водорода, находящегося в основном состоянии, в магнитном поле

диусом ~5 см, которая имеет выходной канал диаметром ~5 мм и длиной, почти в десять раз большей. Через этот канал атомы водорода попадают из сортирующей системы в колбу и через него же после многократных отражений от стенок колбы «отработанные» атомы выходят наружу.

Стенки накопительной колбы покрывают пленкой из тефлона. Соударения с тефлоном практически не влияют на магнитную сверхтонкую структуру атомов водорода (молекулы тефлона диамагнитны и соударения с ними не изменяют магнитного $^2S_{1/2}$-состояния атомов водорода). Атом водорода может испытывать более 10^4 соударений с тефлоновым покрытием, оставаясь в верхнем энергетическом состоянии.

Благодаря накопительной колбе, время взаимодействия возбужденных атомов водорода с полем резонатора увеличивается при указанных размерах колбы примерно до секунды. Увеличение времени пребывания возбужденных атомов в резонаторе повышает вероятность перехода их в нижнее состояние, таким образом возрастает отдача энергии атомным потоком полю резонатора. Это особенно важно для водородного генератора, поскольку матричный магнитный дипольный момент переходов атома водорода, равный по порядку магнетону Бора, примерно в 100 раз меньше электрического дипольного момента молекул аммиака, имеющего порядок 1 Д. А так как эффективность взаимодействия атомов и молекул с электромагнитным полем пропорциональна квадрату дипольного момента перехода, то при одинаковых условиях работы минимальное число атомов, необходимое для возникновения колебаний в водородном генераторе, должно быть в 10^4 раз больше, чем в молекулярном генераторе на пучке аммиака.

Слабое взаимодействие атомов водорода с высокочастотным магнитным полем из-за малой величины их магнитного дипольного момента переходов компенсируется в водородном генераторе существенным увеличением времени пребывания атомов водорода в резонаторе. Последнее позволяет значительно уменьшить эффективную ширину спектральной линии, связанную с ограниченностью времени взаимодействия атомов с полем. Так, ширина спектральной линии в молекулярном генераторе на аммиаке, определяемая временем пролета молекул через резонатор, составляет 3000 Гц, а в водородном генераторе она примерно равна 1 Гц. Доплеровское

уширение линии атомов водорода в накопительной колбе практически отсутствует, поскольку каждый атом долго находится в возбужденном состоянии (порядка секунды) и его скорость, усредненная за этот промежуток времени, близка к нулю. Малая ширина линии обеспечивает получение высокой относительной стабильности частоты водородного генератора.

Высокая стабильность частоты требует тщательной экранировки (см. рис. 12.6,*а)* резонатора с накопительной колбой от внешних полей. Для этого используют двух-трехслойные экраны из пермалоя 6. В резонаторе с помощью соленоида 7 создается слабое магнитное поле (10^{-3} Э), обеспечивающее выделение необходимого атомного перехода $(F=1, m_F=0) \leftrightarrow (F=0, m_F=0)$.

Для предотвращения соударений атомов водорода с молекулами остаточного газа в объеме резонатора поддерживается высокий вакуум (~10^{-6} торр). Откачка газа 8 производится магниторазрядными насосами. Их достоинство заключается в отсутствии паров масла, попадание которого в накопительную колбу приводит в негодность ее поверхность.

Водородные генераторы обеспечивают стабильность частоты, достигающую ~10^{-13} за сутки. Выходная мощность водородного генератора составляет 10^{-11} Вт.

На основе водородных генераторов создаются стандарты частоты. Приведем упрощенную структурную схему серийного стандарта частоты Ч1-46 (рис. 12.7). Принцип его работы состоит в фазовой автоподстройке частоты кварцевого генератора по частоте водород-

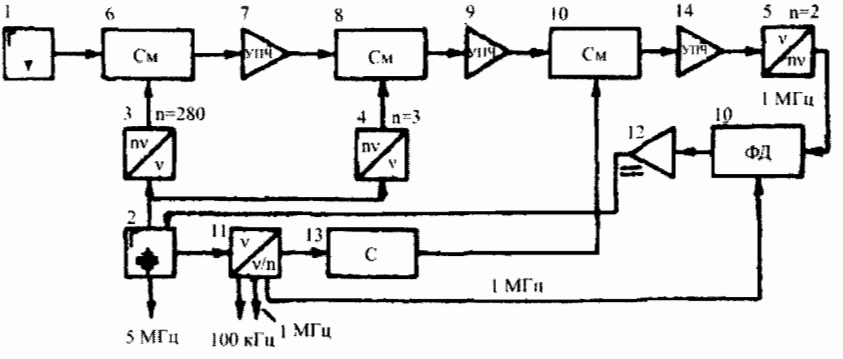


Рис. 12.7. Структурная схема стандарта частоты Ч1-46

ного генератора (1 420 405 751 Гц). Стабилизируемый кварцевый генератор 2 имеет частоту 5 МГц. Сигналы водородного 1 и опорного кварцевого 2 генераторов с помощью умножителей 3–5, смесителей 6, 8, 10, усилителей промежуточной частоты 7 (20,405 МГц), 9 (5,405 МГц), 14 (500 кГц) и синтезатора частот 13 (5905757,1 Гц) преобразуются в сигнал с частотой 1 МГц. Затем этот сигнал поступает на фазовый детектор 10, на который подается опорное напряжение с частотой 1 МГц с делителя частоты 11. Сигнал ошибки с фазового детектора, прошедший через усилитель 12, подается на сервоэлемент, управляющий частотой генератора.

ГЛАВА 13

ПРИМЕНЕНИЕ ДВОЙНОГО РАДИООПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА. МАГНИТОМЕТРЫ И СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ

Метод двойного радиооптического резонанса чрезвычайно удобен для исследования сверхтонкой структуры энергетических уровней основного и возбужденного состояний атомов многих элементов.

Изучение линий магнитного резонанса с помощью оптической ориентации дает возможность определять g-факторы основного и возбужденных состояний атомов, времена жизни в возбужденных состояниях, магнитные дипольные и электрические квадрупольные моменты ядер и т. д.

Исследование оптической ориентации атомов в присутствии посторонних газов позволяет изучать их влияние на ориентацию атомов, частоту переходов, ширину линий. Методом оптической ориентации определяются спин-обменные взаимодействия атомов, ядер, электронов. Оптическая ориентация атомов, кроме применений чисто научного характера, относящихся к исследованию свойств атомов и их взаимодействий, используется для решения ряда практических задач и, в первую очередь, для стабилизации частоты и измерения магнитных полей.

Измерение магнитных полей основано на использовании условия резонанса $\nu = \gamma H_0 | 2\pi$ и сводится к определению частоты перехода между магнитными подуровнями оптически ориентированных атомов. Фактически любая установка для наблюдения оптической ориентации атомов может быть применена для измерения магнитного поля. Особенно удобной для магнитометров является схема с ρ -сигналом, работающая в режиме генерации (рис. 2.39). В качестве рабочего вещества используются пары ^{87}Rb. Измеряемое магнитное поле находится по частоте генерации, определяемой частотой перехода $(F=2, m_F=2) \leftrightarrow (F=2, m_F=1)$, равной

$$\nu = \frac{g_J \mu_Б H_0}{h} = 6{,}99 \cdot 10^5 H_0 \text{, Гц/Э.}$$

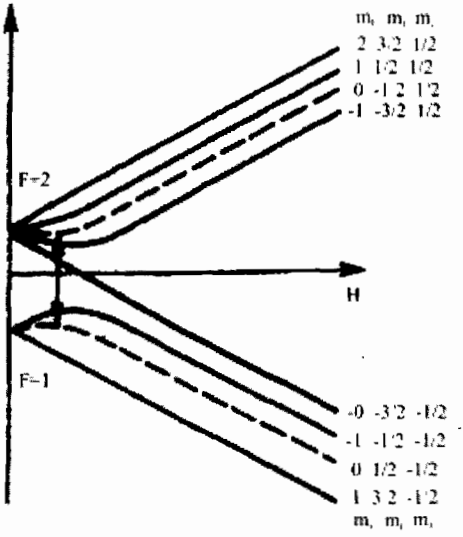


Рис. 13.1. Зависимость энергии зеемановских уровней основного состояния атомов ^{87}Rb от магнитного поля

Магнитометры с оптической накачкой позволяют измерять крайне слабые поля (до 10^{-7} Э). Такие магнитометры очень компактны и надежны.

Явление оптической ориентации нашло важное практическое применение для создания стандартов частоты. В настоящее время выпускаются промышленные стандарты частоты с использованием газовых ячеек с оптической ориентацией атомов. В качестве рабочих атомов таких стандартов применяются ^{23}Na, ^{87}Rb, ^{133}Cs. Преимущественное распространение получили стандарты частоты на ячейках с атомами ^{87}Rb, для которых разработан эффективный способ оптической ориентации. Работа таких стандартов основана на стабилизации частоты кварцевого генератора по узкой спектральной линии радиочастотного резонанса в оптически ориентированных атомах.

Атом ^{87}Rb имеет спин $I = 3/2$. Его основной уровень $5^2S_{1/2}$ расщеплен на два сверхтонких уровня, соответствующих $F = 2$ и $F = 1$. В магнитном поле каждый сверхтонкий уровень расщепляется на $2F + 1$ зеемановских подуровня (рис. 13.1). Для стабилизации частоты используется линия перехода $(F = 2, m_F = 0) \leftrightarrow (F = 1, m_F = 0)$. Ее частота слабо зависит от величины магнитного поля $\nu = \nu_0 + 573H^2 = 6834682613 + 573H^2$, где H выражено в эрстедах, а ν – в герцах. В поле $H = 10^{-2}$ Э при стабильности его 0,1% относительное смещение частоты перехода $\Delta\nu/\nu_0$ составит $\simeq 10^{-12}$.

Блок-схема стандарта частоты с оптической ориентацией на парах ^{87}Rb приведена на рис. 13.2,а. Сигнал от стабилизируемого кварцевого генератора, пройдя через фазовый (частотный) модулятор и умножитель, возбуждает резонатор 1, внутри которого помещена

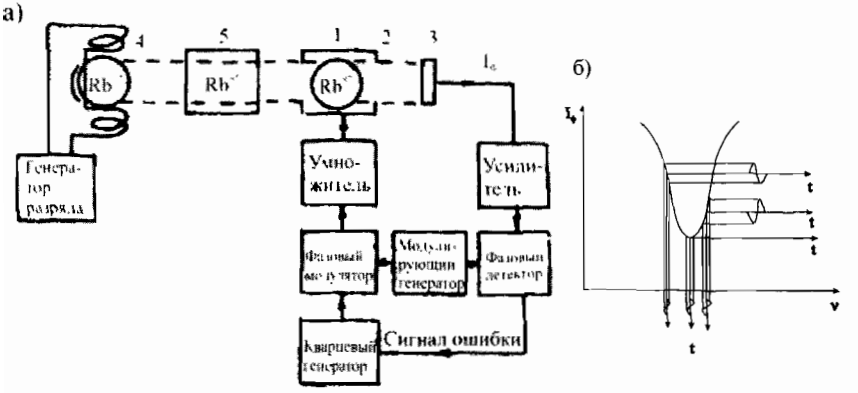


Рис. 13.2. Структурная схема рубидиевого стандарта частоты

ячейка 2 с оптически ориентируемой системой атомов ^{87}Rb. Умножитель служит для увеличения частоты стабилизируемого кварцевого генератора до значения, равного частоте рабочего перехода $(F=2, m_F=0) \leftrightarrow (F=1, m_F=0)$ атомов ^{87}Rb. Посредством фазового (частотного) модулятора и генератора модуляции частота колебаний, возбуждаемых в резонаторе с ячейкой, периодически меняется в небольших пределах. Девиация частоты выбирается несколько меньше половины ширины спектральной линии. Под действием частотно-модулированного поля резонатора в системе оптически ориентированных атомов ^{87}Rb происходят индуцированные переходы между рабочими уровнями и на входе фотодетектора 3 получается сигнал $I_ф$, частота которого определяется генератором модуляции, а амплитуда и фаза его зависят от величины и знака расстройки умноженной частоты кварцевого генератора от центра резонансной линии (рис. 13.2,*б*). Этот сигнал после усиления и преобразования его фазовым детектором в сигнал ошибки поступает на сервоэлемент для подстройки кварцевого генератора под частоту резонансного перехода.

Оптическая накачка атомов ^{87}Rb рабочей ячейки 2 производится светом рубидиевой (^{87}Rb) спектральной лампы 4, пропущенным через фильтрующую ячейку 5, наполненную парами ^{85}Rb. Использование фильтрующей ячейки с ^{85}Rb позволяет выделить из спектра излучения лампы накачки только свет, соответствующий одной линии, благодаря которой осуществляется перекачка атомов ^{87}Rb с

нижнего на верхний уровень сверхтонкой структуры основного состояния через оптически возбужденное состояние.

Для пояснения процесса фильтрации одной линии воспользуемся диаграммами нижних энергетических уровней атомов ^{87}Rb и ^{85}Rb (рис. 13.3). Сверхтонкое расщепление уровней состояния $5^2P_{3/2}$ и $5^2P_{1/2}$ очень мало и лишь незначительно превышает естественную ширину линий оптических переходов с этих уровней. Переходу $5^2P_{1/2} \leftrightarrow 5^2S_{1/2}$ соответствует D_1 линия с $\lambda = 794{,}7$ нм, переходу $5^2P_{3/2} \leftrightarrow 5^2S_{1/2} D_2$ – линия с $\lambda = 780$ нм.

На рис. 13.4,*а* схематически показано относительное положение сверхтонких компонент $a', в', A', B'$ линии D_1 атомов ^{87}Rb и ^{85}Rb. Сверхтонкая структура D_2 – линии аналогична. На рис. 13.4,*а* видно, что компонента a', отвечающая переходу $5^2S_{1/2}, F=2 \leftrightarrow 5^2P_{1/2}$ атомов ^{87}Rb, и компонент A', соответствующая переходу $5^2S_{1/2}, F=3 \leftrightarrow 5^2P_{1/2}$ атомов ^{85}Rb, почти перекрываются, в то время как компоненты b' и B', обязанные оптическим переходам с нижних уровней сверхтонкой структуры основного состояния, разрешаются. Поэтому при пропускании света D_1-линии ^{87}Rb через фильтровую ячейку с ^{85}Rb компонента a' излучения лампы поглощается в фильтре составляющей A', а компонента B' проходит через фильтр (см. рис. 13.4,*б*, *в*, где приведен спектр D_1-линии ^{87}Rb: *б*) в отсутствие фильтрации, *в*) при фильтрации в парах ^{85}Rb).

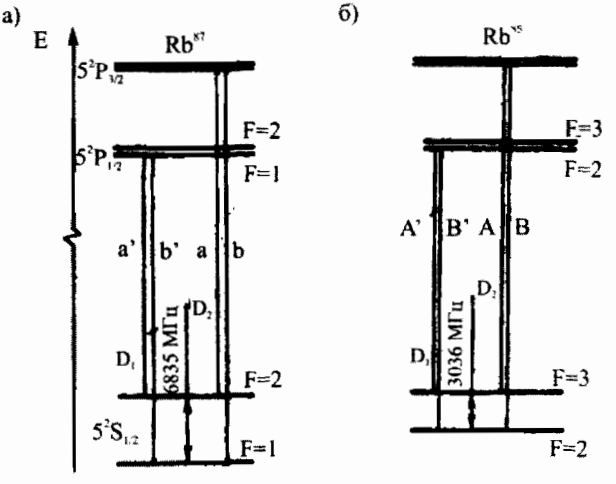


Рис. 13.3. Система нижних энергетических уровней атомов ^{87}Rb (а) и ^{85}Rb (б)

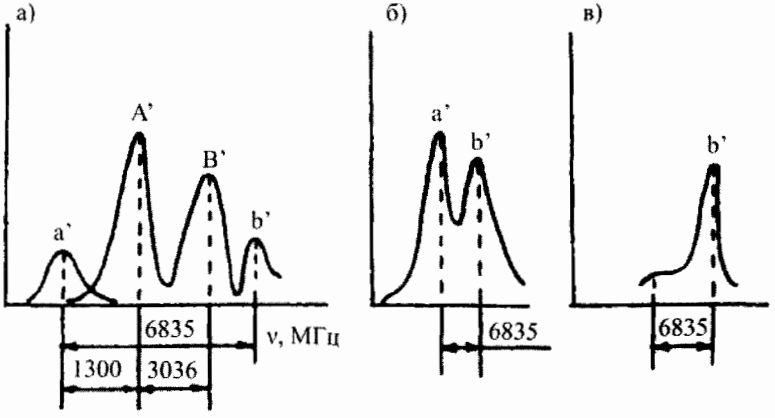


Рис. 13.4. Сверхтонкие компоненты D_1 линии атомов ^{87}Rb и ^{85}Rb

Аналогичная картина наблюдается и для сверхтонких компонент D_2 -линии.

При облучении атомов ^{87}Rb рабочей ячейки, отфильтрованных указанным способом D-светом b' и b-компонент, обеспечивается необходимая оптическая перекачка атомов с нижнего на верхний уровень сверхтонкого расщепления основного состояния. Поглощение света b и b'-компонент обусловливает переход атомов с уровня $F=1$, $5^2S_{1/2}$ состояния на уровни $5^2P_{1/2}$, $5^2P_{3/2}$-состояния, откуда они благодаря спонтанным оптическим переходам попадают на рабочий уровень $F=2$ основного состояния.

Рассмотренный способ накачки весьма эффективен, поэтому в настоящее время все выпускаемые эталоны частоты на рубидиевой ячейке работают по указанной схеме.

При тщательном изготовлении ячеек, подборе давления буферного газа, температуры, интенсивности света накачки удается для перехода $(F=2, m_F=0) \leftrightarrow (F=1, m_F=0)$ атомов ^{87}Rb получить линии шириной $\Delta\nu$ всего 20 Гц, что соответствует добротности линии $Q=\nu_0/\Delta\nu \approx 3\cdot 10^8$. Стандарты частоты на рубидиевых ячейках позволяют получать стабильность частоты 10^{11} за сутки. Такие стандарты являются вторичными эталонами частоты и требуют первоначальной калибровки по первичному эталону. К достоинствам стандартов частоты с оптической накачкой можно отнести их малый вес, малый объем и низкую потребляемую мощность [1].

ГЛАВА 14

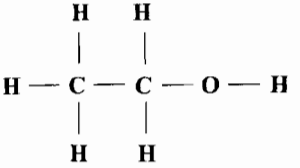
ПРИМЕНЕНИЕ ЯМР И ЭПР

14.1 Применение ЯМР и ЭПР в химии и физике

Ядерный резонанс нашел чрезвычайно широкое применение в различных областях знаний. Впервые и весьма успешно ЯМР был использован при измерении магнитных моментов ядер и их спинов. Такие измерения основаны на исполнении условия резонанса $\nu_0 = \frac{\mu_I}{I}\frac{H_0}{h} = \frac{\gamma_I H_0}{2\pi}$. Если ядерный спин известен, то, определив ν_0 в заданном поле H_0, находят по этой формуле μ_I. ЯМР позволяет определить не только значения магнитных моментов, но и знак гиромагнитного отношения и спины ядер. Знак гиромагнитного отношения γ_I измеряют спектрометром со скрещенными катушками Блоха по фазе сигнала ядерной индукции относительно непосредственно наведенного с передающей катушки. Спины находят несколькими способами, в частности, по расщеплению линий ЯМР, определяемому взаимодействием электрического квадрупольного момента ядра с градиентом кристаллического электрического поля.

Широкое распространение получил структурный анализ вещества на основе изучения химического смещения (химический сдвиг) резонансных линий ЯМР. Частота линий ЯМР одного и того же вида ядер зависит от их электронного окружения и, следовательно, от того, в каком химическом соединении находится атом с данным ядром. Электронная оболочка экранирует ядро от внешнего поля H_0. В ней индуцируется пропорциональный величине H_0 магнитный момент, который в месте расположения ядра создает дополнительное поле. В результате на одинаковые, но имеющие разное электронное окружение ядра при данной напряженности H_0 действуют мало отличающиеся магнитные поля. Поэтому они имеют сдвинутые относительно друг друга резонансные частоты. Следует отметить, что форма химической связи бывает различной не только в разных химических соединениях, но и в пределах одной молекулы.

В качестве примера рассмотрим молекулу этилового спирта, имеющую структурную формулу



Атомы водорода в молекуле находятся в трех химически неэквивалентных положениях, входящих в группы CH_3, CH_2 и OH, и их ядра имеют различные электронные окружения. Поэтому магнитный резонанс протонов, входящих в указанные группы, должен наблюдаться при несколько отличающихся магнитных полях. При исследовании ЯМР этилового спирта действительно обнаруживаются три линии (рис. 14.1). Площади, охватываемые каждой линией, соотносятся как 3:2:1, соответственно числу атомов водорода в каждой группе.

Ядерный магнитный резонанс широко используется для исследования внутренних полей в ферромагнитных и антиферромагнитных веществах. Ядра, обладающие магнитным моментом, представляют собой как бы естественный зонд, с помощью которого можно измерять локальные поля в кристаллах.

ЭПР-спектроскопия является одним из основных методов исследований в физике, химии, биологии. Особенно широкое применение ЭПР нашел в физике. Изучение сверхтонкой структуры линий ЭПР позволяет определять спины ядер, их магнитные моменты, значения внутриатомных магнитных полей. Неоценимую помощь оказывает метод ЭПР при исследованиях в области физики твердого тела. Так, по частотам линий ЭПР (по величине g-фактора), их зависимости от направления магнитного поля относительно кристаллографических осей и величины его удается получить сведения о напряженности и симметрии внутренних электрических полей, установить систему энергетических уровней парамагнитных ионов в кристаллах. По интенсивностям линий судят о концентрации атомов (ионов) в исследуемом веществе[10].

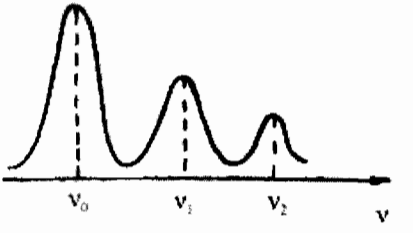


Рис. 14.1. ЯМР спектр этилового спирта

Анализ формы линий ЭПР дает возможность вскрывать характер внутренних взаимодействий в веществе. Он позволяет определять такие важные параметры, как времена спин-спиновой релаксации T_2 и спин-решеточной релаксации T_1, характеризующие взаимодействие парамагнитных частиц между собой и процесс передачи энергии этих частиц кристаллической решетке. С помощью ЭПР проводятся многочисленные исследования по выявлению и изучению дефектов в кристаллах, возникающих под действием всевозможных излучений (ультрафиолетового, рентгеновского, γ-излучений и т. д.).

Явление парамагнитного резонанса используется для изучения полупроводников и металлов. Такие исследования дают очень важные сведения об энергетических уровнях и зонах проводимости в полупроводниках и металлах.

Широкое применение нашел метод ЭПР и в химии, где с его помощью определяют и изучают молекулы или части молекул, имеющие неспаренный спин и называемые радикалами. Многие органические реакции протекают в несколько последовательных стадий, промежуточным продуктом которых часто являются свободные радикалы. Наблюдение за интенсивностью и характером спектра ЭПР в ходе реакций позволяет идентифицировать промежуточные продукты, следить за изменением их концентрации и тем самым глубже понимать кинетику реакций. По форме линий электронного резонанса и характеру сверхтонкого расщепления их удается делать заключения о структуре радикала, распределении плотности неспаренного электрона между его атомами, о химических связях органических соединений и т.д. Метод ЭПР служит незаменимым и мощным инструментом исследований при изучении процесса полимеризации, явлений, происходящих в различных полимерах при воздействии температуры, радиации, механических напряжений, при исследовании фотохимических и биохимических процессов.

Явление электронного парамагнитного резонанса используется в ядерной физике для поляризации ядер. Поляризация ядер под действием ЭПР поглощения лежит в основе эффекта Оверхаузера. Суть этого эффекта сводится к тому, что благодаря взаимодействию в атомах магнитных моментов электронов и ядер и релаксационным процессам в образце резонансное электронное парамагнитное поглощение приводит к преимущественному заселению нижних ядерных уровней (см. рис. 2.36).

На рис. 2.36,*а* приведены диаграммы магнитных подуровней атомов, находящихся в $S_{1/2}$-состоянии и имеющих спин ядра $I = 1/2$. Энергия подуровней определяется выражением (2.99).

Распределение числа атомов по энергетическим уровням соответственно для термодинамического равновесия и при насыщении парамагнитного поглощения показано на рис. 2.36 *б* и *в*. Здесь стрелкой обозначены переходы парамагнитного резонанса $h\nu_0 = g_J \mu_Б H_0$, волнистыми линиями – релаксационные переходы, приводящие к установлению больцмановского распределения частиц по уровням. Интенсивный сигнал электронного парамагнитного поглощения выравнивает населенность уровней $\left(m_J = -\frac{1}{2}, m_I = -\frac{1}{2}\right)$ и $\left(m_J = \frac{1}{2}, m_I = -\frac{1}{2}\right)$, а релаксационные процессы устанавливают больцмановское распределение атомов по уровням (–1/2, +1/2), (+1/2, –1/2), (+1/2, +1/2). Из рис. 2.36 следует, что под действием ЭПР поглощения населенность уровня с $m_J = -\frac{1}{2}, m_I = +\frac{1}{2}$ возрастает, а населенность уровня с $m_J = -\frac{1}{2}$, $m_I = -\frac{1}{2}$ уменьшается, т. е. разность в заселенностях ядерных уровней увеличивается. Последнее означает увеличение ядерной намагниченности, а при наблюдении ядерного магнитного резонанса на переходе $m_I = \frac{1}{2} \leftrightarrow m_I = -\frac{1}{2}$ должна возрастать интенсивность сигнала. Экспериментальные исследования показывают, что эффект Оверхаузера может приводить к возрастанию ядерной намагниченности и сигнала ЯМР на два-три порядка.

Явление ЭПР, подобно ЯМР, можно применять для измерения и стабилизации магнитных полей. С этой целью используются вещества, имеющие достаточно узкие и интенсивные линии ЭПР, например, ДФПГ. ЭПР широко используется также в радиоэлектронике для создания парамагнитных усилителей СВЧ-диапазона.

14.2. ЯМР-магнитометры. Магнитометры с текущим образцом. ЯМР-расходомеры

Весьма важное практическое применение ЯМР нашел в технике измерения магнитных полей и стабилизации их величины. Для определения магнитного поля в него помещают ампулу с жидкостью, со-

держащей ядра, гиромагнитное отношение которых известно, затем измеряют частоту линии поглощения ЯМР $\nu_0 = \gamma_I H_0/(2\pi)$ и по ней находят величину поля.

Отечественная промышленность выпускает магнитометры, построенные на основе ЯМР. По сути, такой магнитометр представляет собой портативный спектрометр ядерного магнитного резонанса. Структурная-схема измерителя магнитного поля Ш 1-1 приведена на рис. 14.2. Магнитометр содержит датчик, высокочастотный генератор, детектор, усилитель низкой частоты, синхронный детектор, генератор сигнала модуляции, индикатор резонанса, частотомер и осциллограф. Датчик включает в себя высокочастотную контурную катушку, внутри которой помещена ампула с рабочей жидкостью, и катушку для модуляции магнитного поля. Оси модуляционной и высокочастотной катушек перпендикулярны друг другу. В качестве рабочей жидкости используется вода (резонанс на протонах), тяжелая вода (резонанс на ядрах дейтерия) или раствор хлористого лития (резонанс на ядрах лития).

Ядерный магнитный резонанс регистрируют автодинным методом. Изменяя частоту автогенератора, определяют резонанс. Для повышения чувствительности используют модуляцию измеряемого магнитного поля с низкой частотой. Модуляция поля вблизи резонансного значения приводит к изменению амплитуды колебаний автогенератора с частотой модуляции. Этот сигнал после прохождения детектора и усилителя низкой частоты просматривается на осциллографе и поступает на синхронный детектор, на выходе которого включен прибор, регистрирующий резонанс. Использование синх-

Рис. 14.2. Структурная схема ЯМР-магнитометра с неподвижным образцом

ронного детектора увеличивает отношение сигнал/шум. При достижении условия резонанса частота измеряется частотомером. Напряженность поля по измеряемой частоте $\nu_г$ ЯМР определяется согласно формулам: $H = 0{,}234864\ \nu_г$ (для протонов); $H = 0{,}604354\ \nu_г$ (для ядер Li); $H = 1{,}52956\ \nu_г$ (для ядер дейтерия), где H – в килоэрстедах, $\nu_г$ – в мегагерцах.

Метод ЯМР позволяет осуществлять стабилизацию поля электромагнитов. Основным звеном такой системы является ядерный магнитометр, в котором генератор, создающий высокочастотное магнитное поле, вызывающее резонансные переходы ядер, имеет высокую стабильность частоты. Очень удобно использовать для этой цели магнитометр с синхронным детектором и дополнительной местной низкочастотной модуляцией поля, подобно тому, как это сделано в рассмотренном типовом магнитометре Ш1-1. Амплитуда модуляции $H_{m\,мод}$ должна быть много меньше ширины линии (рис. 14.3,*а*). Тогда сигнал ЯМР $U_{ямр}$ получится в виде низкочастотного напряжения, амплитуда которого пропорциональна производной линии поглощения. С выхода синхронного детектора снимается напряжение, пропорциональное этой производной. На рис. 14.3,*б* показана получаемая зависимость выходного напряжения детектора $U_{сд}$ от величины поля H. Когда напряженность поля равна стабилизированному значению $H_{ст} = 2\pi\nu_г/\gamma_I$, сигнал на выходе синхронного детектора магнитометра равен нулю. При смещении поля от значения $H_{ст}$ на выходе схемы получают сигнал ошибки, знак которого определяется направлением изменения поля. Сигнал ошибки усиливается и используется для регулировки поля магнита. Таким способом удается создавать магнитные поля со стабильностью порядка стабильности частоты применяемого генератора высокой частоты.

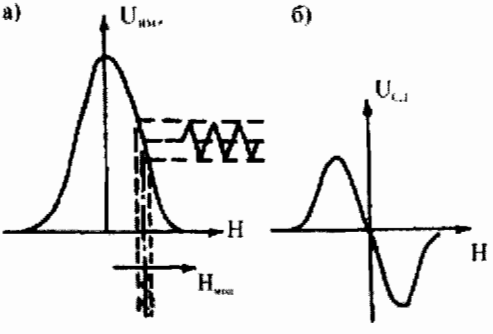


Рис. 14.3. Кривая поглощения ЯМР (а) и ее производная (б), полученная в виде напряжения на выходе синхронного детектора

Рассмотренные спектрометры ЯМР позволяют измерять магнитные поля ~ 1кЭ и выше. Дело в том, что сигнал ЯМР,

как следует из проведенного рассмотрения, пропорционален намагниченности $M_0 = \chi_0 H_0$ [см. формулы (2.30), (2.51)], т. е. величине напряженности измеряемого магнитного поля. Если поле составляет сотни эрстед и ниже, трудно получить сигнал ЯМР, превышающий шум. Для увеличения сигнала ЯМР применяют дополнительную поляризацию (намагничивание) образца, что позволяет измерять слабые (порядка земных и меньше) магнитные поля.

Один из методов определения слабых магнитных полей с дополнительным намагничиванием образца предусматривает использование предварительной статической поляризации и текущего образца. Этот метод был описан выше.

Метод ЯМР с успехом применяют для бесконтактного измерения расхода жидкостей. Скорость течения жидкости v, площадь поперечного сечения трубопровода $S_т$ и расход q связаны следующим соотношением: $q = S_т v$. Поэтому при известной площади сечения трубки $S_т$ задача определения расхода сводится к нахождению скорости течения жидкости. Она может быть решена с помощью обычного ЯМР-спектрометра с текущим образцом, дополненного некоторыми элементами: на рис. 2.36 они показаны пунктирными линиями (катушка нутации, расположенная в поле рассеяния магнита-поляризатора, электронный секундомер 5 и генератор 6, управляемый сигналами, поступающими с блока детектора ЯМР 8).

Рассмотрим принцип работы расходомера. Жидкость, поляризованная сильным магнитным полем, поступает в датчик ЯМР, где любым из способов регистрируется сигнал резонанса. С помощью катушки нутации, подключенной к генератору, производится магнитная отметка ядер жидкости (поворот вектора намагниченности на угол 90 или 180° относительно направления магнитного поля). При повороте на 90° сигнал в детекторе ЯМР отсутствует, при повороте на 180° – изменяет фазу на π. Устройство, управляющее запуском генератора, может быть настроено на любой из двух режимов работы. Измерив отрезок времени между моментами включения генератора и изменения сигнала ЯМР и зная расстояние между катушками, можно вычислить расход жидкости. Измерение этого отрезка времени производится электронным секундомером, который включается одновременно с запуском генератора и выключается сигналом, поступающим с блока детектора ЯМР. Рассмотренный расходомер называют меточным ЯМР-расходомером [3, 5].

14.3. ЯМР-томографы

Идея получения изображения скрытых объектов методами ЯМР впервые была предложена в СССР А.В. Ивановым в 1968 году и независимо реализована в 1973 г. Лаутебуром в Германии. ЯМР-томографы еще называют магнито-резонансными томографами. Слово «ядерный» исключено из названия прибора, чтобы не вводить в заблуждение пациентов ложной опасностью, связанной с ионизирующим излучением, присущим радиоактивным веществам. Принцип работы прибора основан на использовании явления ядерного магнитного резонанса протонов, входящих в состав биологических объектов [23].

Для построения оптического изображения используют два параметра магнитного резонанса ядер: число протонов в данном элементе исследуемого объема и время продольной релаксации T_1, зависящее от агрегатного состояния и химического состава объекта. Число протонов, находящихся в исследуемом микрообъеме, определяет амплитуду ЯМР-сигнала или яркость оптического изображения, а время релаксации T_1 – контраст этого изображения. Кроме этих требований, необходимо найти способ взаимнооднозначного соответствия между пространственными координатами объекта и еще каким-либо параметром ЯМР. Роль такого параметра может выполнять частота ЯМР. Если создать в пределах объема исследуемого объекта некое распределение магнитного поля $H = H(x, y, z)$, то частота ЯМР в различных точках объема объекта будет иметь ту же функциональную зависимость, что и поле H, $\omega = \gamma H(x,y,z) = \omega(x,y,z)$.

Однако природа магнитного поля такова, что не позволяет создать такую конфигурацию его, чтобы выполнялось однозначное соответствие между частотой ЯМР и координатой объекта. В исследуемом объеме всегда существуют плоскости, в пределах которых частота ЯМР не изменяется. Существует несколько приемов позволяющих преодолеть эту трудность. Первый способ, предложенный Лаутебуром, заключается в наложении на пространственно однородную составляющую магнитного поля $H_0 = \text{const}$ постоянного градиента $G_x = \text{const} \neq 0$, $G_y = 0$, $G_z = 0$, при этом для частоты ЯМР можно записать условие $\omega = (x') \equiv \gamma(H_0 + G_x x')$ (рис. 14.4). Этот прием называется частотным кодированием, а точка в центре магнита с полем $H = H_0(0,0,0)$, $\omega = \omega_0$ называется изоцентром магнита. Это условие выполняется для слоя перпендикулярного оси

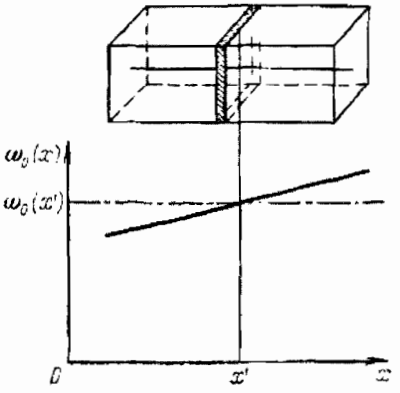


Рис. 14.4. К пояснению принципа частотного кодирования

x толщиной Δx, которая определяет пространственную разрешающую способность метода. Толщина слоя зависит от величины градиента поля G_x и естественной ширины линии магнитного резонанса δ исследуемого вещества $\Delta x = \delta/\gamma G_x$. Перемещая объект или изменяя направление градиента, можно послойно обследовать весь его объем. В результате получим сигналы ЯМР от совокупности слоев для данного направления градиента поля. Амплитуда ЯМР сигнала в каждом слое будет пропорциональна числу находящихся в нем протонов. Эта зависимость графически изображается в виде так называемой проекции. Имея необходимый набор проекций, можно, используя специальные математические программы (преобразование Радона), построить объемное или плоское (в требуемом сечении) изображение объекта.

На рис. 14.5 показаны проекции для двух однородных цилиндрических тел. Этот метод был предложен Лаутебуром и носит название реконструкции по проекциям. Изменение угла направления вектора градиента магнитного поля θ достигается применением линейной комбинации двух векторов градиентов, например, по осям Y и X. Управляя токами градиентных катушек, можно изменять угол от 0° до 360°. Для регистрации сигналов ЯМР принципиально годится любой метод, однако самое широкое распространение находит метод, применяемый в импульсных Фурье-спектрометрах. В этом методе сигнал ЯМР регистрируется в виде спада свободной индукции (ССИ), следующей после окончания воз-

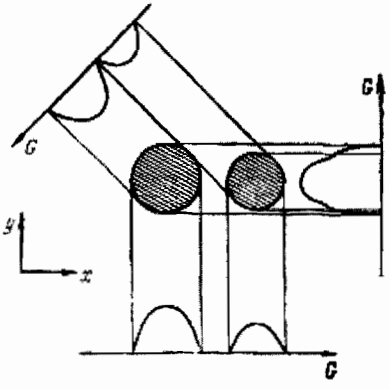


Рис. 14.5. Получение изображений методом реконструкции по проекциям

буждающего 90°-импульса. Кумаром, Велти и Эрнстом в 1975 году был предложен метод ЯМР-томографии с использованием техники регистрации ЯМР–сигналов на основе Фурье-спектроскопии.

Этот метод, в отличие от метода Лаутебура, позволяет избежать неудобств, связанных с многократным изменением градиента или перемещением объекта исследований с целью получения большого числа проекций необходимых для построения изображения, а, следовательно, и больших затрат времени на регистрацию и обработку ЯМР-сигналов. Техника Фурье-спекроскопии давно и успешно применяется для регистрации сигналов ЯМР. Для этих целей используют импульсные ЯМР-спектрометры. Сигнал ЯМР регистрируется либо в виде спада свободной индукции после 90°-импульса, либо в виде спинового эха.

Не вдаваясь в детали методики регистрации сигналов магнитного резонанса протонов, заметим, что согласно описанному выше разделу 2 между временной зависимостью амплитуды сигнала ЯМР и той же зависимости от частоты существует взаимнооднозначное соответствие. Частота ЯМР и координата объекта могут быть связаны наложением на поле магнита градиентов вдоль трех координатных осей. Отклонив 90°-импульсом магнитные моменты протонов от положения равновесия вдоль оси Z, мы получим после окончания импульса экспоненциально затухающую прецессию намагниченности в XY-плоскости (ССИ) от всего объема образца, возбуждаемого полем РЧ-катушки. Преобразование Фурье этого сигнала даст нам резонансную кривую ЯМР в привычном виде $\upsilon = f(\nu)$. Площадь, ограниченная этой кривой, пропорциональна числу резонирующих протонов в исследуемом объеме. Для получения изображения объекта необходимо получать информацию о числе протонов, находящихся в достаточно малых объемах, обеспечивающих требуемое разрешение картинки. Для этих целей применяют описанный выше прием частотного кодирования с помощью градиентов магнитного поля магнита. Используя во время ССИ градиент вдоль оси Z, мы сможем получить интересующую нас информацию от протонов, находящихся в тонком слое плоскости XY. Поочередно меняя направления градиента поля по осям X, Y, Z, можно получить информацию от точки пересечения трех плоскостей – микрообъема $\Delta V = \Delta x \Delta y \Delta z$, заданного разрешением томографа. Ядерные спины, расположенные в этом микрообъеме с координатами x, y, z, прецессируют вокруг направления

поля H_0 последовательно с угловыми скоростями $\omega_0+\gamma G_x x$, $\omega_0+\gamma G_y y$, $\omega_0+\gamma G_z z$, так, что огибающая сигнала ССИ от этого микрообъема, если пренебречь релаксацией, будет иметь вид [23]

$$\Phi(t)=\Delta V\rho(x,y,z)\exp\left[i\gamma(G_x x t_x+\gamma G_y y t_y+\gamma G_z z t_z)\right],$$

где $\rho(x,y,z)$ – спиновая плотность, t_x,t_y,t_z – отрезки времени, на которых действует соответствующий градиент. Применив преобразование Фурье к функции $\Phi(t)$, мы получим ее образ в частотном представлении, а поскольку частота однозначно связана с координатами объекта, то, соответственно, получим распределение спиновой плотности по объему объекта, т. е. его трехмерное изображение.

На практике чаще всего имеют дело с двумерными изображениями, так как их получение требует меньшего времени и ресурсов вычислительной техники, при этом во времени изменяется только один из трех градиентов магнитного поля. Для разделения на изображении схожих по химическому составу тканей (повышения контраста изображения) используют ряд методов основанных, например, на естественном различии времен релаксации T_1 и T_2 входящих в их состав протонов, либо наличия химического сдвига в жировой и мышечной тканях. Различие времен релаксации T_1 позволяет подавить сигналы от мешающих ядер, оставляя отклики от других ядер. Для этого используется последовательность из 180°-градусного и 90°-градусного импульсов. Первый импульс инвертирует намагниченность, направляя ее вектор по оси $-Z$, после окончания действия импульса начинается процесс релаксации магнитных моментов обеих тканей к исходному состоянию, т.е. вдоль направления поля H_0. Так как этот процесс происходит с различными скоростями для двух групп ядер (см. разд. 2), то моменты времени, когда $M_z(t)=0$, для них различны. Подавая 90°-градусный импульс в один из этих моментов, можно подавить сигналы от нежелательных групп ядер.

Структурная схема ЯМР-томографа показана на рис. 14.6 [55]. Основным элементом ЯМР-томографа является магнитная система, которая состоит из соленоида и трех пар катушек, для создания градиентов поля по осям системы координат x, y, z. Z- градиентные катушки представляют собой пару колец Гельмгольца, токи в обмотках которых текут в противоположных направлениях. При равенстве токов в катушках магнитные поля, создаваемые ими, компенсиру-

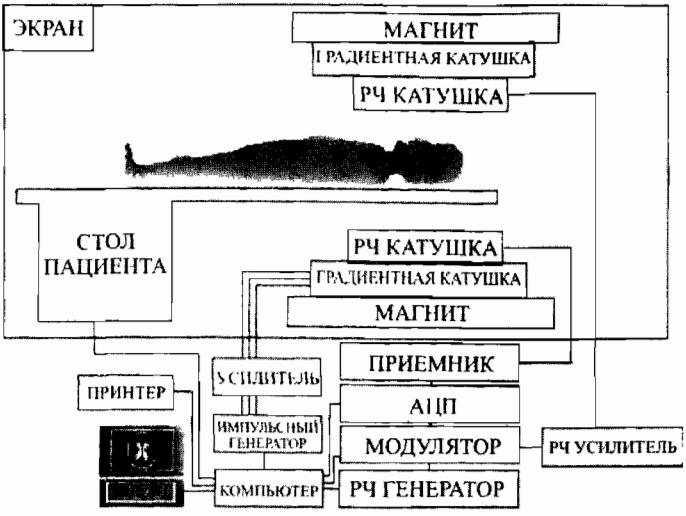


Рис. 14.6. Структурная схема ЯМР-томографа

ют друг друга в плоскости, расположенной на половине расстояния между ними. Изменяя соотношение токов в катушках, можно перемещать эту плоскость вдоль оси Z, тем самым изменяя градиент поля в этом направлении. Аналогичный принцип использован для создания и изменения градиента поля по двум другим направлениям, отличие заключается только в форме катушек (для этих двух направлений они имеют седлообразный вид). Магнитная система состоит из соленоида со сверхпроводящей обмоткой, охлаждаемой жидким

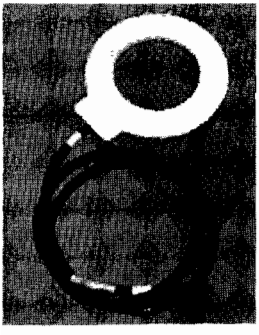


Рис. 14.7. Плоская катушка возбуждения и съема ЯМР-сигналов

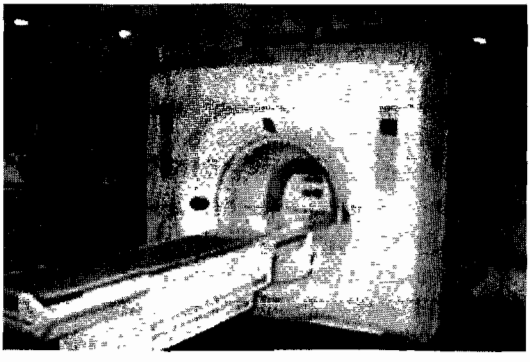


Рис. 14.8. Общий вид медицинского ЯМР-томографа

Рис. 14.9. ЯМР-изображение сечения головы человека

Рис. 14.10. ЯМР-изображение голени ноги человека

гелием, и системы теплоизолирующих слоев. Такая система позволят создавать поля со значением индукции 0,5–1,5Т.

В зависимости от вида обследования пациента, используют РЧ-катушки различных конструкций. Для обследования головы используют катушку типа беличьей клетки, для коленного сустава -- пара кольцеобразных катушек и др. Плоская радиочастотная катушка возбуждения показана на рис. 14.7, она соединена высокочастотным кабелем с выходом РЧ-усилителя и через систему защиты с входом приемного устройства сигналов ЯМР. В состав томографа входит специализированный компьютер, обеспечивающий накопление и обработку сигналов ЯМР, управление параметрами радиоимпульсов и градиентами магнитного поля. Общий вид медицинского ЯМР-томографа показан на рис. 14.8. Стол, на котором находится пациент, должен обеспечивать позиционирование объекта с погрешностью не хуже 1 мм. Примеры ЯМР-изображений приведены на рис. 14.9, 14.10 [55].

14.4. Применение методов магнитного резонанса в устройствах обработки импульсных радиосигналов

Важное применение ЯМР нашел в радиоэлектронике для обработки сложных сигналов, которые используются в системах связи, навигации и радиолокации. Сигнал называется сложным, если его база $B > 1$. Базой сигнала называется произведение его длительности (T) на ши-

рину спектра частот, занимаемую сигналом (F): $B = FT$. Использование сложных сигналов в радиолокации позволяет повысить разрешающую способность радиолокатора при сохранении большой дальности определения цели. Дальность действия радиолокатора определяется энергией излученной передатчиком в направлении цели. Эта энергия определяется произведением амплитуды импульсного сигнала на его длительность. В случае простого сигнала высокая разрешающая способность может быть достигнута с использованием коротких радиоимпульсов. При этом предельное значение энергии, излученной передатчиком, определяется на практике пределом, при котором происходит пробой диэлектрика линий передачи, соединяющих антенну и передатчик. В случае применения сложных сигналов требуемый уровень излученной энергии может быть достигнут за счет увеличения длительности сигнала, а высокая разрешающая способность – за счет обработки сложного сигнала в приемнике, использующем согласованный фильтр или коррелятор. Также согласованные фильтры и корреляторы могут использоваться при обработке сложного сигнала с целью увеличения отношения сигнал/шум в приемном устройстве (это отношение увеличивается в базе B раз).

На практике роль такого фильтра может играть цифровой микропроцессор, ультразвуковая дисперсионная линия задержки и др. [16, 17, 18]. Для этих же целей было предложено использовать явление спинового эха. Если использовать двухимпульсную методику, в которой первый импульс будет информационным, а второй – вспомогательным (управляющим или считывающим), то, регулируя задержку τ между временем подачи этих двух импульсов, можно вызвать появления сигнала спинового эха в нужный момент времени. При этом минимальная задержка $\tau_{\min} \approx T_2^*$, а максимальная – $\tau_{\max} \leq T_2$. Этому существует простое физическое объяснение: минимальная задержка ограничена временем спада свободной индукции после действия на спиновую систему первого импульса, а максимальная – временем поперечной релаксации T_2. В этом случае спиновая система может быть использована в роли электрически управляемой линии задержки или устройства обработки сложного сигнала. Если амплитуда сигнального импульса достаточно мала, то сигнал спинового эха повторяет форму сигнального импульса, инвертированную во времени. Для реализации малосигнального случая необходимо выполнить следующие условия:

1) угол поворота вектора намагниченности рабочего вещества под действием первого импульса должен быть много меньше 90°;

2) спектр частот, занимаемый этим импульсом Δf, не должен превышать ширину резонансной линии рабочего вещества $\Delta f \approx 1/T_2^*$;

3) спектр частот, занимаемый управляющим импульсом, должен быть значительно шире спектра информационного сигнала;

4) длительность информационного сигнала должна быть значительно меньше времени спин-спиновой релаксации;

5) частота повторения импульсов F должна быть меньше $3T_1$.

Рассмотрим применение этого метода для обработки сигналов с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ). Пусть в электродинамическую (ЭД) систему (колебательный контур, резонатор), через электромагнитное поле которой происходит возбуждение спиновой системы рабочего вещества, подаются два радиоимпульса. Первым поступает сигнальный импульс, отраженный от цели, усиленный предварительным усилителем приемника радиолокатора и пришедший на вход приемника. Частота заполнения радиоимпульса меняется в пределах от f_1 до f_3. Длительность импульса равна τ_1. Через время τ от момента окончания сигнального импульса на вход электродинамической системы подается второй (управляющий) импульс, длительность которого в два раза меньше длительности импульса передатчика, а пределы девиации и закон ее изменения совпадают с этими же параметрами первого импульса. Покажем, что на выходе рассматриваемого устройства, называемого спиновым эхо-процессором, появится сигнал в виде короткого (сжатого) радиоимпульса, форма которого совпадает с корреляционной функцией ЛЧМ-сигнала. Разобьем оба радиоимпульса на участки, в пределах которых изменением частоты можно пренебречь. Выберем три из них, соответствующие переднему и заднему фронтам и середине импульсов. Сигналы спинового эха от всех трех участков импульсов появятся на выходе спинового процессора в один и тот же момент времени. Руководствуясь правилами возбуждения спинового эха по двух импульсной методике (раздел 2), запишем для трех частей импульса равенства, при этом отсчет времени выбираем от переднего фронта сигнального импульса:

1. $f = f_1 \quad t_1 = 2(\tau_1 + \tau)$.

2. $f = f_3 \quad t_3 = \tau_1 + \tau + 1/2\tau_1 + \tau + 1/2\tau_1 = 2(\tau_1 + \tau)$.

3. $f = f_2 \quad t_2 = 1/2\tau_1 + 1/2\tau_1 + \tau + 1/4\tau_1 + 1/4\tau_1 + \tau + 1/2\tau_1 = 2(\tau_1 + \tau)$.

Аналогично можно показать, что, изменив соответствующим образом длительность управляющего импульса, можно получить не сжатие, а растяжение сигнального импульса на выходе спинового эхо-процессора, т.е. создать «лупу времени» [17, 19].

Практическая реализация спинового эхо-процессора с использованием ЯМР-протонов связана с рядом технических трудностей. К основным из них следует отнести: 1) большие размеры и вес магнитной системы, создающей резонансное значение постоянного магнитного поля; 2) малый коэффициент переходного затухания $U_{вых}/U_{вх} \approx -100$ дБ. Этих недостатков лишены спиновые эхо-процессоры, использующие явление ЯМР в магнитоупорядоченных веществах (ферриты, тонкие металлические пленки). В этих веществах ядра тех или иных элементов находятся в сильном внутренним магнитном поле, создаваемом электронной системой вещества (сверхтонкое взаимодействие). Величина этих полей лежит в диапазоне от сотен до тысяч эрстед. Большая величина магнитной восприимчивости магнитоупорядоченных веществ позволяет повысить значение коэффициента переходного затухания до –60 дБ. Литиевый феррит, обогащенный изотопом железа-57, имеет следующие характеристики: резонансная частота $f_0 = 71$ МГц, ширина резонансной линии $\Delta f = 1{,}5$ МГц, $T_2 = 1000$ мкс, частота повторения импульсов F, определяемая временем продольной релаксации, составляет 500 Гц. Для тонких кобальтовых пленок (ядро изотопа кобальта-59) $f_0 = 213$ МГц, $\Delta f = 10$ МГц, $T_2 = 30$ мкс, $F = 1200$ Гц. Базы обрабатываемых сложных сигналов для спиновых процессоров с этими рабочими веществами соответственно равны $B_{Fe} = 1500$ и $B_{Co} = 300$. Можно использовать спиновые процессоры для обработки сигналов СВЧ-диапазона [19]. Для этого вместо ядерного парамагнетика применяют электронный, например, облученный γ-лучами кварц. При облучении в кварце возникают сродни электронам так называемые E'-центры. Таких центры при комнатной температуре имеют время $T_2 = 65$ мкс, а при температуре жидкого азота $T_2 = 140$ мкс, $\Delta f = 10$ МГц, $F = 1500$ Гц, резонансная частота определяется внешним магнитным полем и может изменяться от сотен мегагерц до десятков гигагерц, коэффициент переходного затухания равен –60 дБ. На рис. 14.11 показан спиновый эхо-процессор СВЧ диапазона, а на рис. 14.12 – сжатый импульс фазокодомодулированного (ФКМ) (11-ти элементный код Баркера) сигнала пос-

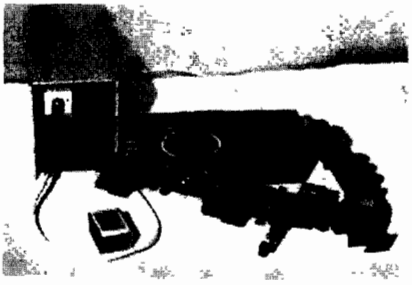


Рис. 14.11. Спиновый эхо-процессор СВЧ-диапазона

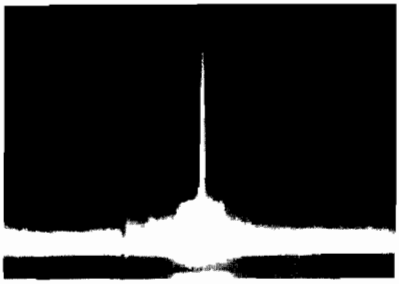


Рис. 14.12. Сигнал на выходе спинового эхо-процессора СВЧ-диапазона

ле детектирования. В процессоре использована волноводная линия передачи сечением 23x5 мм и магнитная система из самарий-кобальтовых сплавов. Характеристики процессора при использовании его в качестве электрически управляемой линии задержки приведены в таблице 14.1 [20].

Таблица 14.1

1	Диапазон электрически управляемых задержек мкс	0,5–170
2	Отношение сигнал/шум дБ	40-3
3	Уровень мощности СВЧ сигнала, подлежащего задержке мВт	100
4	Частота следования импульсов, подлежащих задержке кГц	1–5
5	Переходное затухание дБ	–60
6	Рабочая частота ГГц	9,0–9,8
7	Рабочая полоса частот МГц	5–20
8	Потребляемая мощность Вт	5

На рис. 14.13а показаны 11 перекрывающихся ЛЧМ-импульсных сигналов, длительность отдельного сигнала составляет 75 мкс, девиация частоты 2 МГц, поступающих на вход спинового эхо-процессора на основе литиевого феррита, а на рис. 14.13б – эти же сигналы на выходе процессора.

Следует заметить, что при использовании двух импульсной методики порядок сигналов на индикаторе радиолокатора будет обратным: дальние цели будут появляться раньше, чем ближние. Для исправления этого недостатка используют так называемую трехимпульсную методику стимулированного эха. В этом случае на

ЭД-систему процессора первоначально подается 90-градусный опорный радиоимпульс (закон внутриимпульсной модуляции совпадает с законом сигнального импульса), затем подаются сигналы, отраженные от целей, и далее через интервал времени τ_0 подается большой амплитуды короткий δ-радиоимпульс (с широким спектром). После окончания δ-радиоимпульса сжатые радиоимпульсы от целей воспроизводятся в прямом порядке.

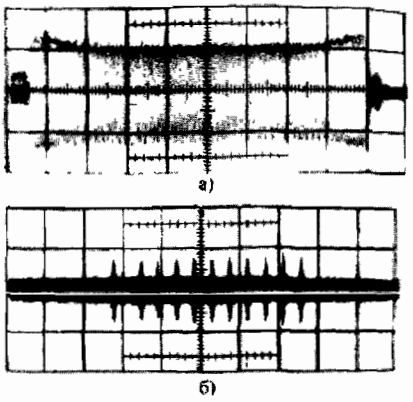


Рис. 14.13. а) 11 перекрывающихся ЛЧМ сигналов на входе спинового эхо-процессора. б) Сигналы на выходе спинового эхо-процессора

14.5. Применение ЯКР для обнаружения взрывчатых веществ

В разделе 2.4 описана суть явления ядерного квадрупольного резонанса, она заключается в избирательном поглощении энергии электромагнитного поля. Резонансные частоты ЯКР связаны с химической структурой вещества. В состав взрывчатых и наркотических веществ входят атомы изотопа азота-14 со спином I = 1. Величины локальных электрических полей, в которых находятся атомы азота и, соответственно, спектр резонансных частот, определяются атомным окружением, т.е. химической структурой вещества. Регистрацией резонансных спектров можно идентифицировать вещества.

Прибор на основе ЯКР, используемый для обнаружения взрывчатых веществ (ВВ) или наркотических, представляет, по сути дела, портативный импульсный ЯКР-спектрометр. Ядерная спиновая система атомов азота возбуждается импульсным радиочастотным полем на частоте ЯКР, характерной для обнаруживаемого вещества, или последовательным перебором всех характерных частот известных ВВ. Сигнал отклика спиновой системы может наблюдаться либо в виде спада свободной индукции, либо в виде спинового эха. Внешний вид прибора ЯКР-160, разработанного в НИИ приборо-

Рис. 14.14. Обнаружитель взрывчатых веществ ЯКР-160

строения им. В.В. Тихомирова, показан на рис. 14.14. Прибор может обнаруживать в багаже, ручной клади пластиты, эластиты, гексоген, тэн, октоген. Минимальная масса обнаруживаемого ВВ составляет 200 г., время обнаружения – 12 с. Прибор состоит из приемо-передающей антенны, высокочастотного генератора (импульсной мощность около 1 кВт), импульсного модулятора, приемника, с устройствами защиты его от перегрузок мощными импульсами передатчика, специализированного компьютера. Компьютер управляет работой передатчика, производит накопление сигналов ЯКР от ВВ, их обработку и сверку с банком данных характеристик известных ВВ. Необходимость накопления принятых сигналов связана с их малым уровнем. Характерные резонансные частоты ВВ и наркотиков лежат в диапазоне от 0,8 до 6,0 МГц. [24, 25].

ГЛАВА 15

АКУСТООПТИЧЕСКИЕ СПЕКТРОАНАЛИЗАТОРЫ РАДИОСИГНАЛОВ

Рассматривая применение лазеров в различных областях науки и техники, нельзя обойти такую область их использования, как оптическая обработка информации. В оптической обработке сигналов важную роль играют акустооптические методы, основанные на взаимодействии света с ультразвуковыми волнами, возбуждаемыми в твердых и жидких средах. Наглядным примером устройств оптической обработки информации, работа которых основана на акустооптическом методе, являются анализаторы спектра радиосигналов.

Рассмотрим некоторую пластину из прозрачного для света изотропного материала, в котором посредством пьзопреобразователя возбуждена бегущая акустическая волна. Наличие акустической волны приводит к периодическому изменению плотности среды вдоль ее распространения. От плотности среды зависит величина показателя преломления. Поэтому акустическая волна создает в материале пластины периодическое по ее длине распределение показателя преломления. Такая пластина с возбужденной в ней акустической волной приобретает свойства дифракционной решетки.

Если через эту пластину перпендикулярно направлению распространения акустической волны пропустить пучок света, то произойдет его дифракция (рис.15.1). Как следует из теории, развитой в работах Рамана и Недженра Ната [36], комплексная амплитуда прошедшего через пластину дифрагированного поля $E_{диф}$ может быть представлена в виде:

$$E_{диф} = E_0 \frac{L}{\lambda} e^{i\frac{2\pi nl}{\lambda}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{jm\left(\frac{2\pi v_A t}{\Lambda} - \frac{\pi}{2}\right)} J_m\left(\frac{2\pi\Delta nl}{\lambda}\right) \frac{\sin\left[\pi\frac{L}{\lambda}\left(\sin\theta - m\frac{\lambda}{\Lambda}\right)\right]}{\frac{\pi L}{\lambda}\left(\sin\theta - m\frac{\lambda}{\Lambda}\right)}, \quad (15.1)$$

где E_0 – амплитуда поля падающего светового пучка, L – ширина светового излучения, Λ – длина акустической волны, v_A – скорость

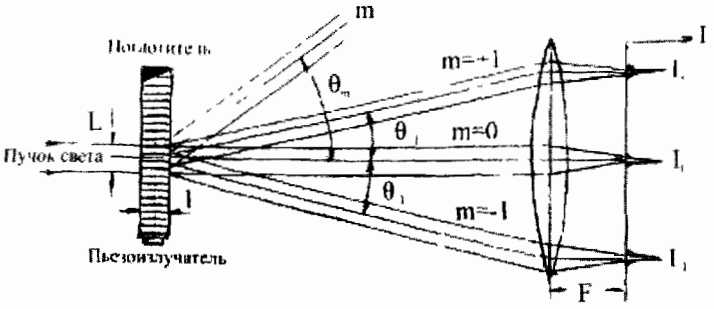


Рис. 15.1. Дифракция света на упругой ультразвуковой волне

акустической волны, n – показатель преломления пластины, Δn – амплитуда изменения показателя преломления под действием акустической волны, l – толщина пластины, θ – угол направления распространения света, отсчитываемый от перпендикуляра к поверхности пластины.

Из выражения (15.1) видно, что дифракционное поле резко зависит от угла θ. Прошедшее через пластину поле преимущественно рассеивается в направлениях θ_m главных дифракционных максимумов

$$\sin\theta = m\frac{\lambda}{\Lambda} = m\lambda\frac{f_A}{v_A}, \qquad (15.2)$$

где f_A – частота акустической волны, m – целое число (положительное, отрицательное или нуль), определяет порядок дифракционного максимума.

Если $m = 0$, то говорят о нулевом (основном) порядке дифракционного максимума, при $m = (\pm)1$ – о плюс или минус первом дифракционном максимуме.

Интенсивность I_m света в m-м дифракционном максимуме пропорциональна квадрату функции Бесселя в m-м дифракционном максимуме.

$$I_m \sim I_0 J_m^2(\Gamma_0), \qquad (15.3)$$

где I_0 – интенсивность света падающего на пластину, $\Gamma_0 = \dfrac{2\pi\Delta n l}{\lambda}$.

Как видно из формулы (15.2), значение угла дифракции θ_m, кроме $m = 0$, зависит от длины акустической волны Λ (от частоты f_A). Это

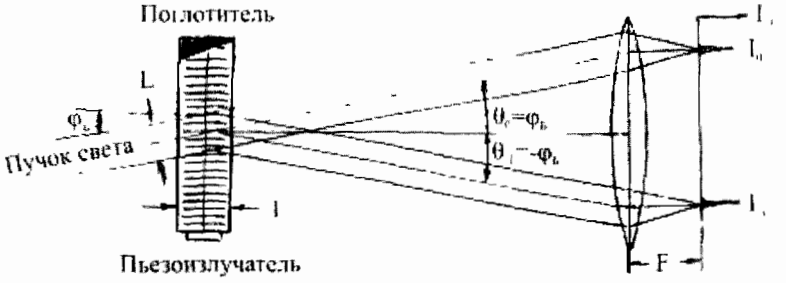


Рис. 15.1. Дифракция света на упругой ультразвуковой волне в режиме Брэгга

обстоятельство и используется в акустооптических радиоспектрометрах. Дифрагированное на акустической волне излучение, проходя через линзу, фокусируется, образуя в фокальной плоскости распределение поля в виде дифракционных максимумов. Обычно используют один – либо плюс первый, либо минус первый дифракционный максимумы, интенсивности которых, как правило, превалируют над остальными*. Координаты этих максимумов в фокальной плоскости линзы определяются значением частоты (длины волны) акустической волны.

Мы рассмотрели ситуацию, когда в пластине возбуждена гармоническая акустическая волна. Если в пластине будет возбуждена не одна волна, а N волн, обусловленных Фурье составляющими сигнала, поступающего на входной пьезопреобразователь, то, согласно принципу суперпозиции, в каждом порядке дифракции будет наблюдаться N дифракционных максимумов, соответствующих частотам этих волн.

На рис.15.3 приведена схема акустооптического спектроанализатора радиосигналов. Он включает в себя лазер (1), коллиматор (2),

---

*На практике используют другой режим дифракции на акустической волне, так называемый режим дифракции Брэгга. Световую волну направляют на акустический модулятор не под прямым углом, а под некоторым углом $\varphi_Б$, называемым углом Брэгга. Он определяется из соотношения $\varphi_Б = \lambda/2\Lambda$.

Тогда, как показывает теория, при выполнении условия $\pi l\Lambda/\Lambda^2 \gg 1$, прошедшее через модулятор излучение рассеивается только в двух направлениях $\theta_0 = \varphi_Б$ и $\theta_1 = -\varphi_Б$, которые определяют нулевой (проходящий) и первый дифракционный максимумы (рис.15.2). В акустооптическом анализаторе используют излучение минус первого дифракционного максимума.

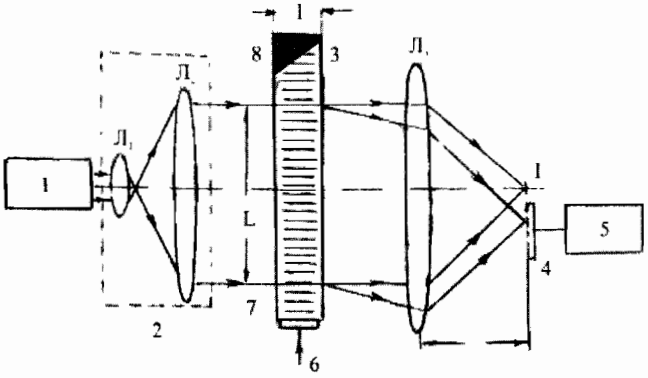


Рис. 15.3. Акустооптический спектранализатор радиосигналов

состоящий из двух линз Л1 Л2, акустооптический модулятор (3), фокусирующую линзу Л3 с фокусным расстоянием F, многоэлементный фотоприемник (4), систему обработки и регистрации (5) спектра радиосигнала, поступающего на вход (6) анализатора. Назначение отдельных элементов спектроанализатора очевидно. Лазер (1) и коллиматор (2) служат для получения однородного по сечению пучка света с поперечными размерами, соответствующими рабочей апертуре L модулятора. Для обеспечения однородного распределения амплитуды по поперечному сечению светового пучка лазер должен работать в режиме генерации нулевой поперечной моды.

Центральным звеном анализатора является акустооптический модулятор, в котором происходит дифракция светового пучка на акустических волнах, возбуждаемых исследуемым сигналом.

Акустические волны в звукопроводе модулятора возбуждаются пьезоэлектрическим излучателем (7), установленным на его торце. Для обеспечения режима бегущей волны в модуляторе на противоположном конце звукопровода крепится акустический поглотитель (8). Линза Л3 фокусирует дифрагированное модулятором лазерное излучение на многоэлементный фотоприемник (линейка из большого числа фотодиодов или ПЗС* линейка). Сигнал, снимаемый с каждого элемента ПЗС или фотодиодной линейки, соответствует определенной спектральной составляющей входного сигнала. Акустооптические анализаторы работают в диапазоне от сотен МГц до

* ПЗС – прибор с зарядовой связью.

единиц ГГц. Верхняя граница работы анализатора ограничивается большим затуханием акустических волн в звукопроводе модулятора. Они используются в радиоастрономии, спутниковых системах связи. Радиосигналы с приемной антенны вначале усиливаются, затем подаются на конвертер, который сдвигает их по частоте в рабочий диапазон акустооптического анализатора.

На основе акустооптических взаимодействий создаются и другие устройства – такие, как перестраиваемые акустооптические фильтры, акустооптические корреляторы и др. (см., например, [35, 36]).

ГЛАВА 16

ВВЕДЕНИЕ В ОПТИЧЕСКУЮ ГОЛОГРАФИЮ

Голография – это способ получения изображений предметов, который принципиально отличается от фотографии. В фотографии регистрируется интенсивность распределения света на предмете. При голографическом способе получения изображений фиксируют картину интерференции световой волны, идущей от предмета (предметной волны), и опорной волны с известным распределением фазы и амплитуды. В результате «запоминается» информация о фазе и амплитуде предметной волны и, как следствие, появляется возможность получения объемного изображения предмета.

Первые эксперименты по голографии были выполнены английским физиком Денисом Габором в конце 40-х – начале 50-х годов XX века, за десять лет до изобретения лазеров. Тогда же Габор предложил название для нового метода получения изображений – «голография», что в переводе на русский язык означает «полная запись». В качестве источника света тогда была использована ртутная лампа. С целью улучшения когерентных свойств излучения ртутной лампы применялись интерференционный фильтр и диафрагма. Результаты экспериментов по голографии в то время не нашли широкого применения.

Новый этап в развитии голографии связан с появлением лазеров. В начале 60-х годов были созданы более совершенные голографические схемы на основе лазеров, а голографические методы стали все шире использоваться в различных областях науки и техники. Одно из наиболее известных применений голографии связано с именем нашего соотечественника академика Ю.Н. Денисюка, который предложил метод регистрации голограмм во встречных пучках. В настоящее время этот метод широко используется в изобразительной голографии.

16.1. Голографический эксперимент. Основное уравнение голографии

Голографический процесс является двухступенчатым. На первой стадии происходит регистрация картины интерференции предметного и опорного пучков. На второй – восстановление изображения предмета путем облучения голограммы восстанавливающим пучком. Простейшая схема регистрации (рис. 16.1, а) включает в себя лазер 1, линзу расширения пучка 2, отражательное зеркало 3, голографическую фотопластинку 4, предмет 5. Расширенный световой пучок от лазера разделяется на две части. Одна из них (опорный пучок) направляется на отражательное зеркало и далее на фотопластинку. Другая часть освещает предмет. Свет, рассеянный предметом (предметный пучок), также попадает в область расположения фотопластинки. Фотопластинка регистрирует результат интерференции предметного и опорного пучков.

После химической обработки фотопластинка становится голограммой. Следует отметить, что зарегистрированная на голограмме картина совсем не похожа на изображение предмета. Это сложная структура из темных и светлых полос, имеющих разную ширину и форму. Для наблюдения изображения должна быть осуществлена вторая стадия голографического эксперимента – восстановление изображения.

В схеме восстановления (рис. 16.1,б) предмет отсутствует или экранирован так, чтобы исключить появление рассеянных предметом световых лучей, а вместо опорного пучка используется восстанавливающий. В частном случае роль восстанавливающего пучка может играть опорный. При освещении голограммы восстанавливающим пучком в месте расположения предмета появляется его мнимое изображение 6, которое для наблюдателя не отли-

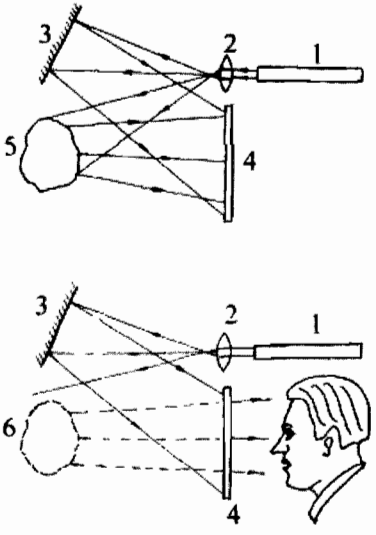


Рис. 16.1. Схемы записи и восстановления голограммы

чимо от самого предмета. Это изображение является объемным. И, кроме того, при его наблюдении можно обнаружить эффект параллакса, т.е. изображение меняется, если менять точку наблюдения.

При анализе процессов записи и восстановления голограмм обычно используется метод комплексных амплитуд. Согласно этому методу, электромагнитное поле, меняющиеся по гармоническому закону

$$e(x,y,z,t)=E_0(x,y,z,t)\cos\left[\omega_0 t-\varphi(x,y,z,t)\right],$$

где $E_0(x,y,z,t)$ – амплитуда поля в точке с координатами (x, y, z) в момент времени t, ω_0 – круговая частота, $\varphi(x,y,z,t)$ – фаза, записывается в виде

$$e(x,y,z,t)=E_0(x,y,z,t)e^{j[\omega_0 t-\varphi(x,y,z,t)]}.$$

Вследствие постоянства круговой частоты ω_0 можно ограничиться рассмотрением функции

$$E(x,y,z,t)=E_0(x,y,z,t)e^{-j\varphi(x,y,z,t)}.$$

Приведенное выражение представляет собой оптический сигнал. Мгновенное значение поля получается путем умножения оптического сигнала на множитель $e^{j\omega_0 t}$ и взятия реальной части от полученного выражения.

Применим метод комплексных амплитуд для рассмотрения процесса получения голографического изображения. Пусть оптический сигнал предметного пучка в плоскости фотопластинки может быть записан в виде

$$a(x,y)=a_0(x,y)e^{-j\varphi(x,y)}, \qquad (16.1)$$

где x, y – координаты в плоскости фотопластинки, a_0 (x, y) – модуль амплитуды предметного пучка, $\varphi(x,y)$ – фаза предметного пучка. При написании (16.1) считалось, что оптический сигнал постоянен во времени, а фотопластинка находится в плоскости (x, y). Аналогичным образом запишем для оптического сигнала опорного пучка

$$A(x,y)=A_0(x,y)e^{-j\psi(x,y)}, \qquad (16.2)$$

где $A(x, y)$ и $\psi(x,y)$ – модуль амплитуды и фаза опорного пучка соответственно. Суммарная амплитуда двух оптических сигналов в плоскости фотопластинки равна $A(x, y) + a(x ,y)$, а интенсивность света в плоскости фотопластинки находится как квадрат модуля этого выражения

$$I(x,y)=|A(x,y)+a(x,y)|^2=[A(x,y)+a(x,y)][A^*(x,y)+a^*(x,y)]= \\ =|A(x,y)|^2+|a(x,y)|^2+A^*(x,y)a(x,y)+A(x,y)a^*(x,y). \tag{16.3}$$

Равенство (16.3) с учетом формул (16.1) и (16.2) можно переписать в виде

$$I(x,y)=|A(x,y)|^2+|a(x,y)|^2+2A_0(x,y)a_0(x,y)\times \\ \times\cos[\psi(x,y)-\varphi(x,y)]. \tag{16.4}$$

Как видно из (16.4), первые два члена суммы зависят только от интенсивности пучков, а третий зависит, кроме того, и от разности фаз двух волн. Таким образом, регистрируя интенсивность интерференционной картины, можно записать информацию как об амплитуде, так и о фазе предметной волны $a(x, y)$.

Проблема регистрации интерференционной картины связана со свойствами фотоматериала, в данном случае фотопластинки. Для характеристики этих свойств вводится понятие о так называемой кривой почернения. Это зависимость коэффициента пропускания материала от экспозиции, т.е. от количества световой энергии, попавшей на фотоматериал. Обычно рабочий участок кривой почернения можно аппроксимировать формулой $T \sim E^{-\gamma}$, где T – коэффициент пропускания по интенсивности, E – экспозиция, γ – коэффициент контрастности. Амплитудный коэффициент пропускания, очевидно, равен $t=\sqrt{T} \sim E^{-\frac{\gamma}{2}}$. В случае $\gamma=-2$ амплитудный коэффициент пропускания t пропорционален экспозиции E. Поскольку экспозиция равна произведению интенсивности световой волны и времени экспозиции, то, как легко видеть, при $\gamma=-2$ амплитудный коэффициент пропускания фотопластинки оказывается пропорциональным интенсивности интерференционной картины

$$t(x,y)=\beta I(x,y)\sim|A(x,y)|^2+|a(x,y)|^2+ \\ +A^*(x,y)a(x,y)+A(x,y)a^*(x,y), \tag{16.5}$$

где коэффициент пропорциональности β зависит от условий экспонирования, свойств фотоматериала и его обработки. Выражение (16.5), определяющее зависимость амплитудного коэффициента пропускания голограммы от координат, называется основным уравнением голографии.

Для получения изображения голограмму освещают восстанавливающим пучком света. Будем считать, что распределение амплитуды поля этого пучка в плоскости голограммы равно $B(x, y)$. Тогда амплитуда света, прошедшего через голограмму с прозрачностью $t(x, y)$, определяется формулой

$$\begin{aligned} B(x,y)t(x,y) &= B(x,y)\cdot\beta I(x,y) \sim B(x,y)|A(x,y)|^2 + B(x,y)|a(x,y)|^2 + \\ &+ B(x,y)A^*(x,y)a(x,y) + B(x,y)A(x,y)a^*(x,y) = \\ &= U_1(x,y) + U_2(x,y) + U_3(x,y) + U_4(x,y). \end{aligned} \tag{16.6}$$

Если восстанавливающая волна $B(x, y)$ – копия опорной волны $A(x, y)$, то третий член суммы (16.6) будет иметь вид

$$U_3(x,y) = |A(x,y)|^2 a(x,y).$$

В случае, когда опорная волна имеет постоянную интенсивность $A(x, y) = \text{const}$ в пределах голограммы, $U_3(x,y)$ будет с точностью до постоянного множителя совпадать с $a(x\,y)$, т.е. прошедшая через голограмму волна будет такой же, как если бы она рассеивалась самим предметом. Из (16.6) видно, что, помимо этой волны, есть еще дополнительные световые волны. Однако, как будет показано ниже, они могут быть пространственно отделены от волны, восстанавливающей изображение предмета.

16.2. Голограмма точечного предмета

Голограмма точки является простейшим видом голограммы. С другой стороны, поверхность любого предмета может быть представлена как совокупность точек. Таким образом, рассмотрение голограммы точки позволяет судить о свойствах голограммы в целом. Схема получения голограммы точки (см. рис. 16.2) аналогична приведенной ранее на рис. 16.1,*а*. Луч света от лазера 1 расширяется линзами 2 и 3, на выходе которых получается пучок света с плоским фазовым

фронтом. Далее часть светового пучка отклоняется зеркалом 4, а другая часть освещает поверхность предмета 5. Рассмотрим формирование голографического изображения малого участка 6 поверхности, который можно считать точечным. Интерференционная картина, регистрируемая на фотопластинке 7, образуется в результате наложения плоской опорной волны, наклоненной под углом θ к горизонту, и сферической волны, источником которой, согласно принципу Гюйгенса, является точка 6 поверхности предмета.

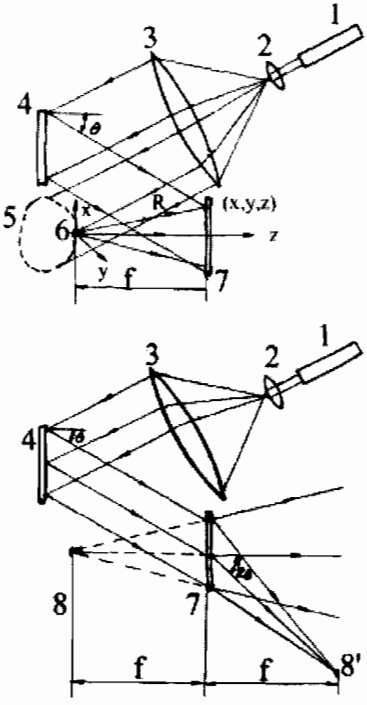


Рис. 16.2. Схемы записи и восстановления голограммы от точки

Сферическая волна может быть записана в виде

$$a \sim \frac{e^{jkR}}{R}, \qquad (16.7)$$

где R – расстояние от точки 6 до точки на фотопластинке, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число, λ – длина волны света. Если размеры голограммы невелики по сравнению с расстоянием R, то знаменатель дроби в (16.7) можно считать постоянным. Представим расстояние R в виде

$$R = \left[(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2\right]^{\frac{1}{2}},$$

где x_0, y_0, z_0 – координаты точки 6 предмета, x, y, z – координаты точки на фотопластинке. Выбирая начало координат в месте расположения точки 6, т. е. считая $x_0 = y_0 = z_0 = 0$, получим расстояние R в виде $R = \sqrt{x^2 + y^2 + f^2}$, где f – длина перпендикуляра, проведенного из точки 6 на плоскость фотопластинки. Разлагая в ряд выражение для расстояния R с учетом малых размеров голограммы по сравнению с расстоянием f, имеем

$$R = f\sqrt{1+\frac{x^2+y^2}{f^2}} \approx f\left(1+\frac{x^2+y^2}{2f^2}\right). \qquad (16.8)$$

Подстановка (16.8) в формулу (16.7) дает следующее выражение для амплитуды предметной волны:

$$a = Ae^{j\frac{\pi}{\lambda f}(x^2+y^2)}, \qquad (16.9)$$

где A – модуль амплитуды предметной волны в плоскости фотопластинки. При написании (16.9) был опущен не зависящий от координат x, y экспоненциальный множитель e^{jkf}.

Опорная волна, имеющая плоский фазовый фронт и наклон к горизонту, равный углу θ, может быть записана в виде $a_{оп} = A_0 e^{-j\alpha x}$, где A_0 – модуль амплитуды опорной волны, $\alpha = k\sin\theta$. Амплитуда интерференционной картины в плоскости фотопластинки равна

$$U(x,y) = A_0 e^{-j\alpha x} + Ae^{\frac{\pi}{\lambda f}(x^2+y^2)} =$$
$$= e^{-j\alpha x}\left(A_0 + A\exp\left\{j\left[\alpha x + \frac{\pi}{\lambda f}\left(x^2+y^2\right)\right]\right\}\right).$$

При коэффициенте контрастности фотопластинки $\gamma = -2$ амплитудный коэффициент пропускания ее будет пропорционален интенсивности интерференционной картины

$$t(x,y) \sim |U(x,y)|^2 = A_0^2 + A^2 + AA_0\exp\left\{j\left[\alpha x + \frac{\pi}{\lambda f}\left(x^2+y^2\right)\right]\right\} +$$
$$+ AA_0\exp\left\{-j\left[\alpha x + \frac{\pi}{\lambda f}\left(x^2+y^2\right)\right]\right\}. \qquad (16.10)$$

При восстановлении изображения (рис. 16.2, б) будем освещать голограмму пучком, являющимся копией опорного, т.е. световой волной с плоским фазовым фронтом, наклоненной под углом θ к горизонту. В этом случае амплитуда световой волны, соответствующей третьему слагаемому в (16.10), имеет вид

$$U_3 = A_0^2 A\exp\left[j\frac{\pi}{\lambda f}\left(x^2+y^2\right)\right] \sim A\exp j\frac{\pi}{\lambda f}\left(x^2+y^2\right).$$

Таким образом, мы имеем расходящуюся сферическую волну с радиусом кривизны волнового фронта, равным f. Эта волна дает мнимое изображение 8 светящейся точки в месте расположения точечного предмета. Помимо этого, при освещении голограммы будут присутствовать еще три волны. Две из них, соответствующие первому и второму слагаемым в (16.10), не имеют фазовых множителей. Они дают пучки, распространяющиеся в том же направлении, что и восстанавливающая волна. Никакой полезной информации о предмете они не содержат. Наконец, четвертый член суммы дает сходящуюся сферическую волну. Она формирует изображение точки 8 на расстоянии f за голограммой под углом 2θ к горизонту. Как видно из проведенного рассмотрения, пучки света, образующие изображение, оказались пространственно разделенными относительно друг друга и относительно не отклоненных лучей.

16.3. Голографическая интерферометрия

Помимо получения объемных изображений, одним из наиболее распространенных применений голографии является голографическая интерферометрия. В голографической интерферометрии происходит сравнение двух поверхностей предмета, из которых по крайней мере одна является голографическим изображением. Голографическая интерферометрия открывает новые возможности по сравнению с традиционной оптической интерферомстрией. В случае оптической интерферометрии сравнивают световые волны, отраженные от двух поверхностей в один и тот же момент времени. Голография позволяет «запомнить» волну, отраженную от какой-либо поверхности, и сравнить ее с другой волной в любой удобный для нас момент времени. При этом две волны могут отражаться от одной и той же поверхности, но при различных ее состояниях. Это дает возможность исследовать влияние разнообразных факторов на форму поверхности. Например, можно получить голограмму какого-либо предмета, а затем подвергнуть его воздействию температуры, вибрации, давления, электрического или магнитного полей и т.д. Голографическая интерферометрия позволяет с большой точностью определить изменение поверхности предмета под влиянием этих факторов.

Рис. 16.3. Голографический контроль поверхности термоэлемента

Существует несколько методов голографической интерферометрии. Наиболее известны среди них метод реального времени и метод двух экспозиций. В первом случае получают голографическое изображение поверхности предмета и сравнивают его с поверхностью самого предмета, предварительно совместив предмет с его изображением. При этом изменения поверхности предмета под влиянием различных факторов наблюдают одновременно с их действием. В методе двух экспозиций на фотопластинке регистрируют сразу две голограммы. Одна из них – это голограмма первоначального состояния поверхности предмета, а вторая – голограмма поверхности после ее изменения под влиянием внешнего возмущения. Метод реального времени более универсален, но сложнее в исполнении. Метод двух экспозиций технически проще, зато имеет ограниченные возможности по сравнению с первым методом.

В качестве иллюстрации возможностей голографической интерферометрии на рис. 16.3 приведена заимствованная из книги [34] фотография интерференционных полос на изображении термоэлектрического элемента. Фотография получена при наблюдении через дважды экспонированную голограмму. С помощью этого изображения можно определить изменение формы термоэлектрического элемента между двумя экспозициями, причем не только качественно, но и количественно: смещение поверхности элемента равно числу полос, умноженному на половину длины излучения лазера.

16.4. Голография во встречных пучках

Голография во встречных пучках, предложенная в начале 60-х годов Ю.Н. Денисюком, в настоящее время является наиболее распространенным методом получения изобразительных голограмм. Голографическая схема во встречных пучках представлена на рис. 16.4. Пу-

чок света от лазера, предварительно расширенный с помощью системы линз, падает на фотопластинку 1, которая до экспонирования является прозрачной для света лазера. Свет проходит через пластинку и освещает предмет 2, рассеивающий излучение лазера. Образующийся в результате предметный пучок направлен навстречу опорному пучку, освещающему фотопластинку. При экспонировании фотопластинки в ее фоточувствительном слое формируются интерференционные полосы, ориентированные параллельно поверхности фотопластинки.

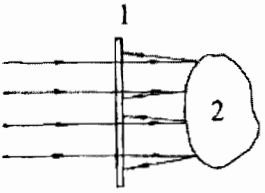


Рис. 16.4. Голография во встречных пучках

Особенностью такого типа голограмм является возможность восстановления изображения без лазера, с помощью обычного источника некогерентного белого света. Дело в том, что голограмма сама по себе является узкополосным интерференционным фильтром, который из всего спектра волн падающего на голограмму излучения «выбирает» длину волны, нужную для ее восстановления.

Рассмотренная голографическая схема на первый взгляд является самой простой из всех возможных голографических схем. Однако это не так. Для получения голограммы во встречных пучках требуются лазеры с высококогерентными свойствами, фотоматериалы с разрешением, равным нескольким тысяч линий на мм, и чрезвычайная жесткость всей оптико-механической конструкции.

ГЛАВА 17

ИЗМЕРЕНИЕ РАССТОЯНИЙ С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРОВ

Измерение длины – важная практическая задача. Диапазон измеряемых длин чрезвычайно велик. Если исключить из этих задач уникальные эксперименты, то, с одной стороны, он ограничен долями длин волн, а с другой, – сотнями километров.

Универсального измерителя длины не построить. Вместе с тем на основе лазерных источников излучения практически для всех интересных для измерения диапазонов удается сделать приборы, имеющие свойства, которые не могут быть достигнуты другими средствами. В основе работы этих приборов лежат такие фундаментальные свойства лазерного излучения, как маленькая расходимость, высокая когерентность, монохроматичность, высокая мощность излучения.

Ниже рассмотрены основные типы лазерных измерителей длины. Они нашли наибольшее распространение на практике. Принцип их работы известен давно [47, 48]. При переходе от лабораторного макета к приборам схемы этих устройств могут несколько изменяться. Предприятия, выпускающие приборы, заинтересованы в улучшении выходных характеристик и вводят дополнения в схемы приборов. Однако эти модификации не меняют основ их работы.

17.1. Импульсный дальномер

Импульсный дальномер может считаться самым простым по схемной реализации лазерным дальномером. Принцип его работы, по сути, повторяет в оптическом диапазоне длин волн хорошо известный и давно применяемый на практике радиолокационный метод обнаружения и последующего слежения за объектом.

Как известно, он состоит в следующем. В направлении объекта посылается короткий радиоимпульс. Затем, обычно с небольшой задержкой, РЛС (радиолокационная станция) переключается на прием отраженного от объекта сигнала. По задержке отраженного

радиоимпульса относительно зондирующего определяется расстояние до цели. При этом угловые координаты направления посылки радиоимпульса, соответствующие максимуму отраженного сигнала, принимаются за угловые координаты обнаруженного объекта. Точность измерения расстояния до объекта определяется длительностью радиоимпульсов. В зависимости от назначения это могут быть микросекундные импульсы. В некоторых случаях используются импульсы длительностью в сотни наносекунд. В миллиметровом диапазоне длин волн их длительность в настоящее время составляет около 30 нс. Это, пожалуй, самые короткие из используемых в радиолокации сигналов.

Замена источника излучения на лазер создает новые возможности в плане измерения дальности до объекта и его локализации в пространстве. Естественно также, что у таких дальномеров появляется и ряд свойственных только им ограничений.

Лазеры для импульсного дальномера

Импульсный лазерный дальномер, как было сказано выше, использует в качестве зондирующего короткий импульс электромагнитного излучения, но с длиной волны, лежащей в оптическом диапазоне длин волн. Чаще всего это ближний ИК диапазон.

Возможность использования лазера для локации объекта основана на использовании режима «гигантского» импульса или режима модуляции добротности резонатора. Длительность импульса генерации в этом случае равна нескольким проходам резонатора лазера (резонатор обеспечивает положительную обратную связь). Чем меньше длина резонатора, тем короче генерируемый импульс. Характерные времена импульсов излучения в этом режиме составляют 10–20 нс. Энергия излучения в импульсе для наиболее распространенных реализаций обычно составляет сотни мДж и не превышает 1 Дж. Без дополнительных усложнений можно реализовать длительности около 2 нс. Правда, энергия излучения при этом будет ограничена величиной около 10–20 мДж.

Поскольку речь идет о приборе, то нельзя не учитывать технико-эксплуатационные характеристики таких устройств. В их число обязательно входят габариты, способ охлаждения, к.п.д. Исходя из этого, в качестве активной среды лазеров для дальномеров обычно

используются кристаллы. Активными центрами в них являются редкоземельные металлы – такие, как ионы Nd^{3+} и Er^{3+}. Они имеют линии излучения в ближнем ИК-диапазоне соответственно 1,06 мкм и 1,54 мкм, совпадающие с окнами прозрачности атмосферы. При этом излучение с длиной волны 1,5 мкм считается менее опасным для зрения.

Прием отраженного сигнала в таких приборах должен осуществляться скоростным фотоприемником с полосой регистрации не менее 20 МГц. Сформулированное требование эквивалентно времени нарастания фронта принимаемого сигнала порядка10 нс, что, в свою очередь, соответствует расстоянию, проходимому светом за это время, равному 3 м.

В настоящее время этим задачам в большей степени соответствуют лавинные фотодиоды и *p-i-n* фотодиоды. Чувствительность простых диодов составляет порядка 0,5 А/Вт, лавинных – до 100 А/Вт. Темновой ток – около 1 нА. При наличии усиления они способны детектировать сигналы на уровне 1–10 нВт. В настоящее время на основе таких диодов выпускаются и специализированные фотоприемники для дальномеров. Не исключена возможность использования и скоростного ФЭУ. Однако область их применения ограничена в таких задачах научными или специализированными метрологическими применениями. Даже современные модификации их проигрывают фотодиодным приемникам по габаритам и, естественно, по цене.

Схема импульсного дальномера

Схема импульсного лазерного дальномера включает, в том или ином виде, два независимых канала – канал излучателя и канал приемника.

Канал излучателя содержит источник излучения – лазер и расширитель выходного пучка лазера – телескоп. Необходимость включения телескопа в схему дальномера обусловлена стремлением уменьшить угловую расходимость выходного излучения лазера.

Соображения по выбору расходимости излучения следующие. На максимальной дальности желательно иметь размер светового пятна, сравнимый с размером мишени (объект). В этом случае вся посылаемая энергия будет участвовать в формировании отраженного сигнала. При этом предполагается, что мы можем обеспечить за-

ведомо лучшую (на порядок) угловую точность наведения излучения на цель. В противном случае целесообразно увеличить размер пятна на мишени и смириться с потерей части энергии.

В соответствии с этим требуемая для работы дальномера расходимость излучения α определяется размерами цели (мишени) D и расстоянием до нее L в соответствии с соотношением $\alpha = L/D$. Обычно α составляет величину порядка 1 угловой минуты ($2{,}9 \cdot 10^{-4}$ рад).

Если расходимость большая, часть излучения, тем большая, чем больше расстояние до цели, будет расходоваться впустую. Так как расходимость лазера в многомодовом режиме составляет величину порядка 10–20 угл. минут, увеличение телескопа выбирают порядка 10х. Во столько же раз уменьшается расходимость выходного излучения. На выбор увеличения, естественно, могут влиять и другие соображения, например, допустимые габариты и т. п.

Приемный канал должен обеспечить регистрацию отраженного от мишени излучения. В его состав, как уже говорилось, входит объектив и фотоприемник. Каким бы сложным не был объектив, по действию он эквивалентен линзе, которая собирает возвратившееся от цели излучение на фотоприемнике. Размер фотоприемной площадки фотодиода известен – 0,1 мм. Угловой размер мишени тоже известен. Легко определить максимально допустимое фокусное расстояние приемного объектива, поделив первую величину на вторую. Не следует путать угловой размер мишени с расходимость отраженного излучения. Она всегда больше углового размера мишени, так как говорить о зеркальном отражении от мишени просто невозможно. Кроме того, на ее величину определенное влияние оказывает атмосфера.

Обычно фокусное расстояние объектива не превосходит 100 мм. Так как оно завязано на конструктивное исполнение объектива, на его выбор могут повлиять и другие соображения.

Увеличение фокусного расстояния сужает приемную диаграмму и повышает отношение сигнал/шум, так как в качестве шума выступает рассеянное атмосферой солнечное излучение с равномерным угловым распределением. Спектральная плотность его известна. Она может служить основой для проведения оценок чувствительности приемной системы. Следует также иметь в виду, что требования к настройке оптической схемы дальномера возрастают с ростом фокусного расстояния.

Непосредственное увеличение приемной апертуры объектива не приводит к увеличению отношения сигнал/шум. Принимаемый сигнал растет пропорционально площади входной апертуры, так же возрастает и шум. Однако величина принимаемого сигнала растет с ростом апертуры. Так что увеличивать апертуру объектива в разумных пределах целесообразно. Есть и другие факторы, оказывающие влияние на ее выбор: общие габариты прибора, увеличение стоимости оптики по мере ее укрупнения и др.

Оси приемного канала и канала излучателя должны юстироваться на параллельность с точностью лучшей, чем входная угловая апертура приемника. В этой ситуации отраженное от цели излучение независимо от расстояния до нее всегда будет попадать в приемный канал.

Стоит обратить внимание, что вся оптика дальномера должна просветляться для уменьшения потерь излучения. Что касается приемного канала, то просветление важно и с точки зрения повышения отношения сигнал/шум. Оно может и должно представлять собой узкий спектральный фильтр, выделяющий излучение с длиной волны используемого лазера.

Общая характеристика импульсных дальномеров как приборов

Импульсные дальномеры появились давно, буквально с момента появления лазеров с модулированной добротностью. Возможность бесконтактного измерения дальности в диапазоне нескольких км представляется очень интересной для многих применений.

Значительный фрагмент их применений связан с техникой военного назначения. Так появились танковые, вертолетные, самолетные и пехотные дальномеры. Они используются в системах наведения и сопровождения целей. Небольшие угловые скорости перемещения цели позволяют работать с частотами повторения от долей герца до 10 Гц. Для работы на расстояниях до 10 км достаточно 20–30 мДж в импульсе. Пехотные дальномеры с энергией в импульсе до10 мДж обеспечивают измерения на дальности не менее 1,5 км. Для работы на дальностях в 20–30 км требуются энергии 30–50 мДж. Это позволяет использовать лазеры с воздушным охлаждением. Отсюда малогабаритность исполнения и малый вес прибора. Интересно, что, не-

смотря на перспективность полупроводниковой накачки, для данного класса лазеров лучшие габаритные и энергетические характеристики обеспечивает ламповая накачка. Учитывая, что реальные размеры целей порядка 3 м и расстояния до них не более 30 км, относительная точность измерений таких дальномеров составляет 10^{-4} и более. Поэтому влиянием атмосферы на результаты измерений можно пренебречь. Все это в совокупности позволяет создавать надежные, малогабаритные приборы с большим сроком службы. При этом их характеристики постоянно совершенствуются. Нельзя не отметить, что максимальная дальность подобных измерений зависит от погодных условий.

Импульсные дальномеры, предназначенные для других применений, могут иметь более сложное схемное решение.

В частности, для измерений с точностью 10^{-5} и выше для компенсации влияния атмосферы могут использоваться лазеры с двумя или тремя различными длинами волн. Причина схемного усложнения заключается в попытке минимизировать влияние на результат измерений зависимости скорости света от условий прохождения трассы. Она зависит от температуры, давления воздуха, давления паров воды, наличия потоков воздуха. На длинных трассах без принятия специальных мер это будет приводить к значительным погрешностям измерений.

Дальномеры, используемые для контроля характеристик траекторий спутников, требуют больших энергий в импульсе, чем рассмотренные. Однако принцип их работы остается прежним.

17.2. Фазовый дальномер

Расстояния в диапазоне от 1 см до нескольких сотен метров с точностью до 1 мм измеряют обычно с помощью фазовых дальномеров.

Область применения таких дальномеров – строительство, лесное хозяйство, геодезические работы. Массовое использование приборов возможно только при наличии у них высоких технико-эксплуатационных характеристик. Поэтому на стадии разработки большое внимание уделяется надежности, удобству проведения измерений, снижению себестоимости и безопасности работы с прибором как для самого пользователя, так и для окружающих людей.

Указанные применения не требуют высокой скорости измерений. Одно измерение может проводиться 1 и даже 10 секунд. Наконец, практически всегда можно использовать для повышения отраженного сигнала специально устанавливаемые отражатели. Это позволяет использовать маломощные непрерывные лазеры, а для повышения отношения сигнал/шум – методику накопления сигнала.

В настоящее время в связи с развитием оптической записи цифровой информации появилось много типов надежно работающих одномодовых полупроводниковых лазеров с длинами волн 658 нм, 630 нм. Они с успехом используются в таких приборах. Длина волны излучения, попадающая в видимый диапазон длин волн, упрощает нацеливание и способствует безопасности работы с ними.

Устройство фазового дальномера

Устройство фазового дальномера предполагает наличие двух каналов – излучателя и регистрации. Для пояснения принципа работы на рис. 17.1 приведена функциональная схема дальномера.

В состав первого канала входят: лазер 1, модулятор интенсивности излучения лазера 2 и телескоп 3. В настоящее время в качестве базового лазера обычно используется полупроводниковый лазерный диод с коллимирующей оптикой. Модулятор интенсивности предназначен для обеспечения модуляции интенсивности излучения лазера по синусоидальному закону на одной или нескольких частотах, лежащих в диапазоне от одного до нескольких десятков мегагерц. Число частот зависит от метода извлечения данных. Сами сигналы

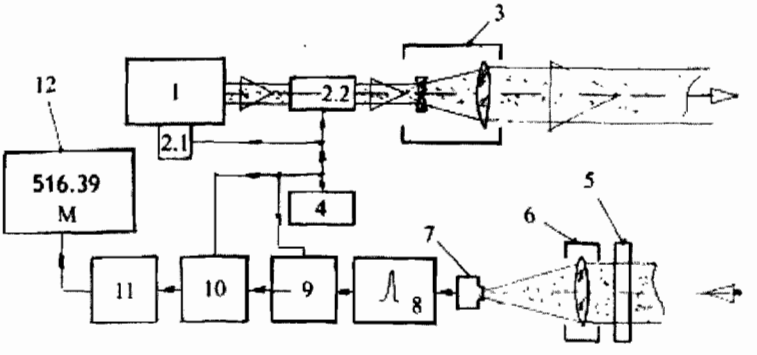


Рис. 17.1. Функциональная схема фазового дальномера

модуляции с указанными частотами формируются в блоке модулятора генератором сигналов. Телескоп расширяет апертуру выходящего из дальномера излучения до нескольких сантиметров и тем самым одновременно уменьшает его расходимость. Поэтому поперечные размеры выходящего пучка и приходящего от мишени, в случае использования отражателя, отличаются не сильно.

Канал регистрации состоит из входного интерференционного фильтра 5, объектива 6, фотоприемника 7, резонансного усилителя 8, схемы накопления сигнала 9, схемы измерения фазовой задержки 10, блока обработки информации 11 и индикатора 12. Интерференционный фильтр пропускает падающее на него излучение в узком спектральном диапазоне порядка 1–2 нм, совпадающем со спектром излучения лазера. Объектив собирает пришедшее излучение на фотоприемнике. Резонансный усилитель работает в соответствии со своим функциональным назначением и усиливает сигналы с частотами модуляции. Схема измерения фазовой задержки служит для определения разности фаз между сигналом на выходе резонансного усилителя и модулирующим напряжением. Измеряемая фазовая задержка как раз содержит информацию об интересующем нас расстоянии. Действительно, разность фаз двух сигналов φ равна

$$\varphi = 2\pi\left(\frac{2L}{c}\right)f,$$

где f – частота модуляции, L – расстояние до объекта, c – скорость света.

Зная разность фаз φ, легко определить интересующую нас величину L. Напряжение, пропорциональное разности фаз, преобразуется в сигнал, пропорциональный напряжению, блоком обработки. В случае слабого сигнала перед измерением фазы тем или иным способом производят накопление сигнала. Это позволяет поднять отношение сигнал/шум и повысить точность фазовых измерений. При наличии двух и более частот модуляции сначала определяют L, используя самую низкую частоту, а потом повышают точность измерений, используя более высокую частоту. Функционально эти процедуры осуществляются под управлением блока обработки информации. Результаты измерений отображаются в той или иной форме блоком индикации.

На работу данного типа дальномера могут оказывать влияние погодные условия – в том смысле, что условия прохождения излучения лазера могут меняться. Соответственно, будет меняться предельная дальность измерений.

17.3. Интерференционные методы измерения длины

До появления лазеров понятие «оптические измерения длины» ассоциировалось с интерференционными измерениями. Точность их была очень высока и составляла доли длины волны. Техника проведения измерений была достаточно сложной. Связано это было с отсутствием достаточно мощных когерентных источников излучения. Проводились такие измерения для контроля изготовления оптических элементов, в процессе настройки оптических схем, при изготовлении эталонных мер длины и т.п.

В распоряжении пользователей имелись два аттестованных эталонных источника излучения (эталоны длины) – на основе криптона (^{86}Kr, $\lambda = 605{,}7$ нм) и кадмия (^{114}Cd, $\lambda = 644$ нм). Интенсивность их излучения была маленькая, длина когерентности также невысока. Поэтому диапазон измеряемых расстояний был небольшой, а сами схемы интерферометров представляли собой прецизионные оптические приборы.

Современная лазерная техника дает возможность использовать при измерениях аттестованные эталонные источники излучения с дифракционной расходимостью, мощностью до нескольких десятков милливатт и нестабильностью поддержания среднего значения частоты (включая воспроизведение ее значения) не хуже 10^{-9}. Таким значениям нестабильности соответствует длина временной когерентности L, равная

$$L = 10^9 \cdot \lambda,$$

где λ – длина волны излучения.

Для видимого диапазона длин волн ($\lambda = 500$ нм) из этого соотношения легко получить, что $L = 5 \cdot 10^4$ см $= 5 \cdot 10^2$ м. И это не предел. Для большинства применений таких длин когерентности не требуется. При этом пространственная когерентность близка к 100%.

Приведенные цифры скорее демонстрируют принципиальные возможности измерений с использованием лазеров.

Интерференционный метод измерения длины

Интерферометры, используемые для таких измерений, обычно строятся по схеме интерферометра Майкельсона, хорошо известного из курса экспериментальной физики (рис. 17.2).

Интерферометр состоит из трех зеркал. Зеркала $З_1$, $З_3$ имеют коэффициент отражения, близкий к 100%. Зеркало $З_2$ – делительное. Коэффициент отражения покрытия, нанесенного на одну из его сторон, равен 50%, на другую нанесено просветляющее покрытие. В съюстированном состоянии излучение от лазера падает на делительное зеркало под углом 45°. Образовавшиеся при этом световые пучки идут в сторону зеркал $З_1$ и $З_2$ и отражаются от них. Так как эти зеркала ориентированы под углом 90° к падающим пучкам, отраженные от них пучки идут параллельно падающим. Пройдя делительное зеркало, они формируют пучки, идущие в сторону экрана Э и лазера. Первый используется для измерений. Второй оказывается лишним. Для того чтобы он не влиял на работу лазера, в схеме предусмотрена оптическая развязка (ОР). Экран Э позволяет визуализовать результат суммирования или интерференции пучков, идущих в этом направлении. Анализ этой интерференционной картины и позволяет получить информацию об интересующих нас расстояниях.

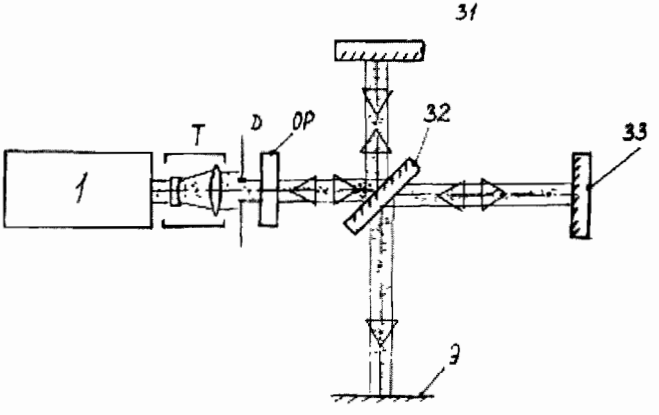


Рис. 17.2. Интерферометр Майкельсона

При рассмотрении работы интерферометра Майкельсона обычно предполагается, что падающее на него излучение представляет собой плоскую волну. Как известно, плоская волна является чисто теоретическим волновым процессом, прежде всего потому, что размеры ее в пространстве и энергия бесконечны. На практике можно только приблизиться к ней с той или иной степенью точности. С этой целью между лазером и интерферометром устанавливают телескоп, увеличивающий поперечные размеры пучка, а за ним дополнительно ставят диафрагму, вырезающую центральную часть пучка. Тем самым формируется волновой фронт с равномерным распределением поля по амплитуде и фазе.

Итак, на интерферометр падает пучок излучения, представляющий собой почти плоскую волну. Он проходит делительное зеркало, разделяется на два пучка, которые отражаются от зеркал $З_1$ и $З_3$, а далее снова попадают на зеркало $З_2$. На экране Э можно наблюдать результат интерференции волн, идущих со стороны зеркал $З_1$ и $З_3$. В зависимости от разности хода Ф между пучками мы увидим разный уровень его засветки. Если разность хода будет равна 2π, появляется максимум. При разности фаз π – минимум (темное поле). Для реального пучка такая картина будет характерна для центральной части пучка. Вся же картина будет иметь осевую симметрию со сменяющими друг друга максимумами и минимумами. Выделяя центральную часть, мы окончательно приближаемся к случаю плоской волны. Смена максимума минимумом означает, что разность хода между пучками изменилась на $\lambda/2$. Указанную разность фаз легко записать аналитически:

$$\Phi = 2\pi(2(l_1 - l_3))/\lambda,$$

где l_1 – расстояние от делительного зеркала $З_2$ до зеркала $З_1$, l_3 – расстояние от делительного зеркала $З_2$ до зеркала $З_3$.

Равенство Ф целому числу 2π означает, что на длине ($l_1 - l_3$) укладывается целое число полуволн.

Представим теперь, что зеркало $З_1$ неподвижно относительно зеркала $З_2$. Это всегда можно сделать конструктивно. Величина l_1 в последнем соотношении становится константой. Тогда смещение зеркала $З_3$ на $\lambda/4$ вызовет смену максимума на минимум. Тем самым мы получаем возможность, наблюдая за изменением расстояния ($l_1 - l_3$),

судить об изменении l_3 с высокой точностью. Сообразно этому одно плечо интерферометра носит название опорного, другое – измерительного.

К сожалению, такая схема не позволяет судить о смене направления движения зеркала $З_1$. Некоторое усложнение рассмотренной схемы (см. рис. 17.3) позволяет устранить отмеченный недостаток.

Будем считать, что излучение лазера линейно поляризовано. Это не очень жесткое требование. Все эталонные лазеры создают как раз линейно поляризованное излучение. Тогда можно представить излучение лазера, как сумму двух пучков равной интенсивности, распространяющихся в одном направлении, линейно и ортогонально друг к другу поляризованных. В такой ситуации нужно рассматривать работу интерферометра для каждого из пучков отдельно. Чтобы разделить интерференционные картины, в области наблюдений ставят поляризатор, обычно призменный. Он разделяет в пространстве излучение ортогональных поляризаций. Теперь вместо одного экрана используется два, для каждой поляризации. И последнее, в опорном плече интерферометра (с зеркалом $З_1$) устанавливается фазовая пластинка, создающая разность фаз величиной $\pi/4$ для двух рассматриваемых поляризаций. Следствием этого является получение в области наблюдения двух интерференционных картин, сдвинутых по фазе на 90°. Как хорошо известно, наличие двух зависимостей от одного аргумента, изменяющихся по закону косинуса и синуса, позволяет

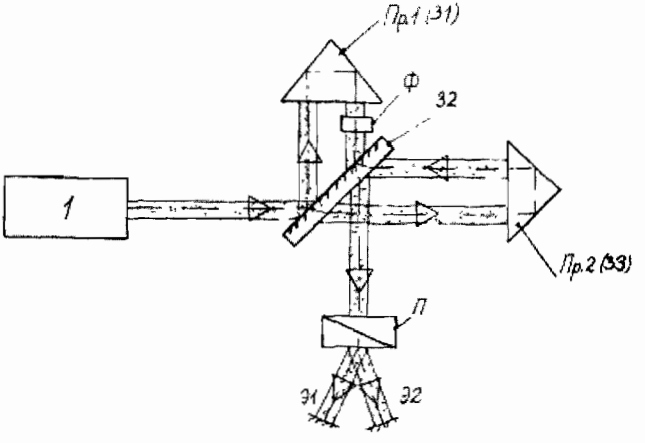


Рис. 17.3. Интерференционная схема измерений

однозначно определять знак и величину изменения аргумента. В нашей ситуации это означает, что мы будем контролировать величину смещения зеркала $З_3$. Если оно установлено на изучаемом объекте, то, тем самым, становится известной зависимость перемещения самого объекта с точностью $\lambda/4$.

Особенности практической реализации данной схемы

В реальном приборе упоминавшиеся в предыдущем пункте экраны отсутствуют. Вместо них устанавливаются фотоприемники (фотодиоды, фотоумножители, видеокамеры). Электрический ток фотоприемника пропорционален числу квантов падающего на него излучения, то есть интенсивности. Поэтому регистрируемый ими ток i_φ пропорционален квадрату модуля суммарной напряженности электрического поля волн, отраженных от зеркал З1 и З3 и попадающих в приемник. Легко показать, что ток i_φ равен (см. 18.9)

$$i_\varphi = 2I_0(1 + \cos\varphi),$$

где $I_0 \sim |E_0|^2$ – интенсивность излучения, φ – разность фаз.

Таким образом, i_φ содержит информацию о фазе, а значит, и об измеряемой величине L. Сигнал с выхода фотоприемника вводится в компьютер, где обрабатывается и представляется в удобной для работы форме.

ГЛАВА 18

ИЗМЕРЕНИЕ УГЛОВЫХ СКОРОСТЕЙ И УГЛОВ ПОВОРОТА ОПТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ (ЛАЗЕРНАЯ ГИРОСКОПИЯ)

Измерение угловых скоростей оптическими методами основано на использовании эффекта Саньяка в кольцевых интерферометрах (резонаторах), в которых распространяются навстречу друг другу бегущие волны. Сущность эффекта Саньяка состоит в том, что разность фазовых набегов двух световых волн $\varphi^+ - \varphi^- = \Phi_S$, распространяющихся по замкнутому контуру в противоположных направлениях при вращении контура вокруг оси, нормальной к его плоскости, пропорциональна угловой скорости вращения Ω и площади контура S, которую обходят встречные волны

$$\Phi_S = 4\omega\frac{\Omega S}{c} = \frac{2\pi}{\lambda c}S\Omega,$$

где c – скорость света, а λ и ω – его длина волны и круговая частота.

Покажем это. Представим себе замкнутый контур, вращающийся вокруг оси, перпендикулярной плоскости, в которой лежит рассматриваемый контур (рис. 18.1).

Обозначим через L – периметр, S – площадь, Ω – угловую скорость вращения контура. Пусть по периметру контура в противоположных направлениях распространяются колебания со скоростью c. Если контур неподвижен, то время обхода его периметра встречными волнами будет одинаковым и равным $t = L/c$. Во вращающемся контуре с постоянной угловой скоро-

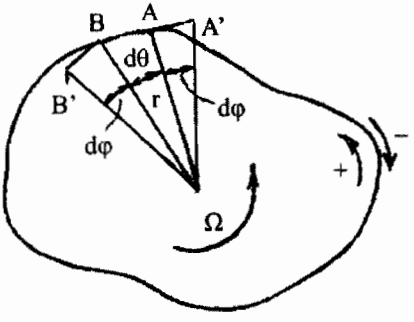


Рис. 18.1. К пояснению эффекта Саньяка

стью Ω время прохождения этих волн будет различным. Возьмем на контуре небольшой отрезок AB длиной dl, который виден из центра 0 под углом $d\theta$, т. е.

$$dl = rd\theta. \tag{18.1}$$

При вращении контура с угловой скоростью Ω время распространения встречных волн между точками AB и BA будет различным.

Для волны (+), бегущей из точки A в точку B, за время $dt = dl/c$ точка B успеет переместиться на угол

$$d\varphi = \Omega dt = \Omega \frac{dl}{c} \tag{18.2}$$

и занять положение B', в результате чего волна (+) проходит из точки A в точку B' путь

$$AB' = dl + rd\varphi. \tag{18.3}$$

Учитывая (18.1), (18.2), путь, проходимый волной (+) из точки A в точку B', будет равен

$$AB' = rd\theta + r^2\Omega \frac{d\theta}{c}. \tag{18.4}$$

Для встречно бегущей волны (–) аналогично будем иметь

$$BA' = rd\theta - r^2\Omega \frac{d\theta}{c}. \tag{18.5}$$

Таким образом, на участке dl встречно бегущие волны приобретают дифференциальную разность хода, равную

$$dL = AB' - BA' = 2r^2\Omega \frac{d\theta}{c}.$$

При обходе всего периметра контура дифференциальная разность хода встречных волн составит

$$\Delta L = \frac{2}{c}\oint r^2\Omega d\theta = \frac{4\Omega}{c}S, \tag{18.6}$$

где S – площадь контура.

Разность хода ΔL приводит к временному запаздыванию встречных волн на величину

$$\tau = \frac{\Delta L}{c} = \frac{4\Omega S}{c^2}. \qquad (18.7)$$

Если круговая частота встречных волн равна $\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi c}{\lambda}$, то запаздывание на время τ эквивалентно возникновению разности фазовых набегов этих волн, равных

$$\varphi^+ - \varphi^- = \Phi_S = \omega\tau = \omega\frac{4\Omega S}{c^2} = \frac{2\pi}{\lambda c} S\Omega, \qquad (18.8)$$

что и требовалось показать.

Ж. Саньяк провел детальные целенаправленные исследования по измерению влияния вращения на разность фаз встречных волн [37]. Он использовал зеркальный интерферометр размером 0,5 м при скорости вращения платформы, на которой был смонтирован интерферометр, $50 \div 140$ об/мин. Источником излучения служила лампа накаливания, на выходе из которой свет поляризовался с помощью призмы Николя. Сопоставление фотографий интерференционной картины на выходе вращающегося в противоположных направлениях интерферометра позволяло определять разность фаз, возникающую при вращении, и отсюда – угловую скорость вращения платформы Ω, на которой был смонтирован интерферометр. Интеграл от разности фаз за время вращения позволял определять угол поворота платформы.

Из курса физики известен классический эксперимент, выполненный А. Майкельсоном, Г. Гейлем и Ф. Персоном [38], по измерению скорости вращения земли с помощью эффекта Саньяка. Они проводили сравнение разности фаз встречных волн в прямоугольном интерферометре размерами 630 м$\times$340 м и в интерферометре, одна сторона которого совпадала со стороной первого интерферометра, но площадь которого была во много раз меньше первого. Свет распространялся в стальных трубах, из которых был откачан воздух до давления 12 мм рт. ст., для уменьшения влияния температуры и давления. В опытах использовался дуговой источник света. Разность фаз, связанная с вращением земли, измерялась по разнице в положении интерференционных полос двух интерферометров.

Измерения проводились многократно: в разные дни, разными людьми и при перестановке зеркал. В результате, после усреднения, разность хода встречных волн, выраженная в длинах волн, получилась равной $\frac{\Delta L}{\lambda} = 0{,}230 \pm 0{,}005$, что с хорошей точностью совпало с расчетным значением.

Этот эксперимент фактически положил начало оптической навигационной гироскопии, т. е. гироскопии, которая по измерению скорости вращения Земли определяет широту места.

В настоящее время существуют два направления практической реализации измерителей угловой скорости, основанных на эффекте Саньяка. Первое из них связано с использованием пассивных кольцевых интерферометров (см. прекрасный обзор [39]), второе – на основе лазеров с кольцевыми резонаторами (см., например, [40]).

На рис. 18.2,*а* приведена схема классического кольцевого интерферометра Саньяка на дискретных элементах, где введены следующие обозначения: 1 – источник излучения, 2 – фотоприемник, 3 – зеркала, 4 – светоделитель.

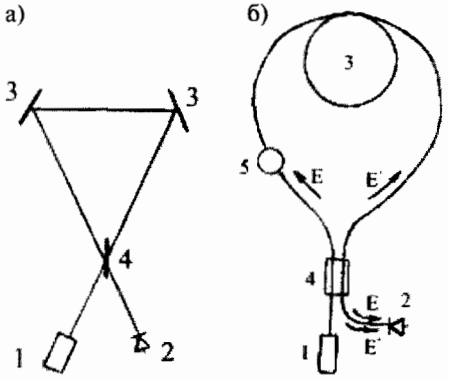


Рис. 18.2. Кольцевой интерферометр Саньяка: а) на дискретных элементах, б) в цельноволоконном варианте

Более совершенной является схема кольцевого интерферометра, выполненная в цельноволоконном варианте (рис. 18.2,*б*). Она включает в себя: 1 – источник излучения, 2 – фотоприемник, 3 – многовитковый волоконный контур, 4 – светоделитель, 5 – фазовый модулятор.

Использование многовитковой катушки позволяет увеличить эффект Саньяка пропорционально длине волокна, т. е. числу витков в контуре, практически не изменяя габаритов прибора. В многовитковом контуре выражение для разности фаз встречных волн Φ_S принимает вид:

$$\Phi_S = \frac{8\pi NS}{\lambda c}\Omega = \frac{8\pi^2 R^2 Nn}{\lambda c}\Omega = \frac{4\pi RLn}{\lambda c}\Omega = \frac{2L^2 n}{\lambda c N}\Omega,$$

где $S=\pi R^2$ – площадь одного витка, N – число витков, R – радиус витка, $L=2\pi RN$ – общая длина волокна многовитковой катушки, c – скорость света, λ – длина волны, n – показатель преломления волокна. В практически реализуемых кольцевых волоконных интерферометрах длина волокна в катушке достигает нескольких километров.

Пучок света от источника излучения направляется на светоделитель* 4, где раздваивается, образуя встречно распространяющиеся волны E^+ и E^-. После обхода интерферометра волны через светоделитель направляются в фотоприемник. Как известно, электрический ток фотоприемника (фотодиода, фотоумножителя) пропорционален числу квантов падающего на него излучения, т. е. интенсивности излучения. Поэтому в фотоприемнике возникает ток:

$$\begin{aligned} i &\approx \left|E^+ + E^-\right|^2 = \\ &= \left(E_0 e^{j\omega t} + E_0 e^{j(\omega t-\Phi_S)}\right)\left(E_0 e^{-j\omega t} + E_0 e^{-j(\omega t-\Phi_S)}\right) = \\ &= 2I_0(1+\cos\Phi_S), \end{aligned} \tag{18.9}$$

где $E^+ = E_0 e^{j\omega t}$ и $E^- = E_0 e^{j(\omega t-\Phi_S)}$ – напряженность электрических полей встречных волн на входе фотоприемника, Φ_S – сдвиг фаз встречных волн образующийся при прохождении их через интерферометр, $\omega=2\pi\nu$, ν – оптическая частота, $I_0=E_0^2$ – интенсивность.

На рис. 18.3*а* приведена зависимость тока в фотоприемнике от разности фаз встречных волн.

Из рис. 18.3,*а* видно, что когда Φ_S находится вблизи 0 или $n\pi$, рассматриваемая схема малочувствительна к вращению и нечувствительна к направлению (знаку) вращения.

Кардинально изменяет ситуацию наличие в схеме (рис. 18.2,*б*) фазового модулятора**, размещенного вблизи одного из концов волоконной катушки интерферометра.

---

*Светоделитель конструктивно выполняется из двух кварцевых пластин, вдоль поверхности которых фрезируются П-образные прорези, глубина которых возрастает к краям. В прорези вклеиваются волокна. Затем пластины полируются, чтобы приблизиться к светонесущей жиле волокна настолько, чтобы при склеивании пластин происходило взаимное проникновение оптических полей из одного волокна в другое, т. е. светоделение.

**Фазовый модулятор очень часто выполняют на основе цилиндра из пьезокерамики, на который наматывают часть волокна интерферометра. При приложении электрического напряжения к керамике ее размеры меняются, что изменяет длину волокна и, следовательно, фазу проходящего по нему излучения.

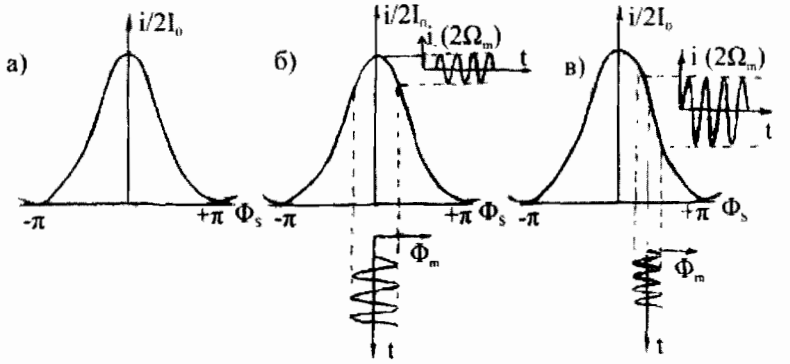


Рис. 18.3. Зависимость тока фотоприемника от разности фаз встречных волн без модулятора (а) и с ним (б)

При несимметричном положении модулятора в волоконном контуре одна волна проходит модулятор на входе контура, другая – на выходе, т. е. через время $\tau = \frac{nL}{c}$ (где n – показатель преломления световедущей жилы волокна), необходимое для прохода всей длины волоконного контура L. Это приводит тому, что фаза модуляции одной волны отличается от фазы модуляции встречной на величину $\Omega_m\tau$, где Ω_m – круговая частота модуляции. В этом случае интерференционный сигнал записывается в виде:

$$i \sim 2I_0[1+\cos(\Phi_S+\Phi_m\cos\Omega_m t)-\Phi_m\cos(\Omega_m t+\Omega_m\tau)]= \\ = I_0\left[1+\cos\left\{\Phi_S+2\Phi_m\sin\left(\frac{\Omega_m\tau}{2}\right)\sin\left(\Omega_m t+\frac{\Omega_m\tau}{2}\right)\right\}\right]. \qquad (18.10)$$

Разлагая выражение для фототока (10) по гармоникам частоты модуляции Ω_m, получим

$$i \sim 2I_0\left\{\left[1+J_0\left(2\Phi_m\sin\frac{\Omega_m\tau}{2}\right)\right]\cos\Phi_S+4I_0J_1\left(2\Phi_m\sin\frac{\Omega_m\tau}{2}\right)\sin\Phi_S\times \right. \\ \left.\times\cos\left[\Omega_m\left(t-\frac{\tau}{2}\right)\right]+4I_0J_2\left(2\Phi_m\sin\frac{\Omega_m\tau}{2}\right)\cos\Phi_S\cos\left[2\Omega_m\left(t-\frac{\tau}{2}\right)\right]+\ldots\right\}, \qquad (18.11)$$

где J_0, J_1, J_2 – функции Бесселя первого рода соответствующего порядка. Фототок представляет собой сумму гармоник, амплиту-

ды которых зависят от интенсивности встречных волн I_0, от значений функции Бесселя, аргумент которых определяется величиной $2\Phi_m \sin(\Omega_m \tau/2)$ и $\sin\Phi_S$ или $\cos\Phi_S$.

Таким образом, фототок зависит от амплитуды Φ_m и частоты Ω_m фазовой модуляции и от значения τ, определяющего момент запаздывания модуляции одной волны по отношению к встречной. При отсутствии вращения $\Phi_S = 0$, в выходном фототоке присутствуют только четные частоты модуляции (рис. 18.3,*б*). При наличии вращения появляются также нечетные гармоники частоты модуляции (рис. 18.3,*в*). При измерении скорости вращения, как правило, используют первую гармонику частоты модуляции, амплитуда которой согласно (18.11) зависит от значения функции Бесселя первого порядка, от значения $\sin\Phi_S$ и, следовательно, меняет знак при смене направления вращения.

В настоящее время волоконные оптические пассивные кольцевые гироскопы серийно выпускаются многими фирмами. Чувствительность таких гироскопов достигает величины 0,005 град/ч.

Большую чувствительность имеют гироскопы, основанные на использовании лазеров с кольцевыми резонаторами, называемыми просто кольцевыми лазерами. В кольцевых лазерах, если не предусмотрено специальных мер, в генерации участвуют две встречно распространяющиеся волны. В отсутствие вращения лазера частоты встречных волн одинаковы. При вращении лазера частоты встречных волн становятся различными. Как показано выше, для волн, распространяющихся в разных направлениях, длина периметра резонатора отличается на величину ΔL, определяемую формулой (18.6). Изменение длины периметра приводит к изменению частоты этих волн

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta\nu}{\nu}.$$

Отсюда, с учетом (18.6), будем иметь

$$\Delta\nu = \nu\frac{\Delta L}{L} = \frac{\nu}{L}\frac{4\Omega S}{c} = \frac{4\Omega S}{L\lambda}. \qquad (18.12)$$

Таким образом, если в неподвижном кольцевом лазере частоты волн, распространяющихся в противоположных направлениях, одинаковы, то при вращении лазера они различны и отличаются на ве-

личину $\Delta\nu$. Если обе эти волны направить на фотоприемник (фотодетектор), то ток его будет изменяться с частотой биений f

$$f = \Delta\nu = \frac{4\Omega S}{\lambda L} = k\Omega, \qquad (18.13)$$

где λ – длина волны генерации в неподвижном лазере, k – масштабный коэффициент.

Отсюда угловая скорость вращения лазера

$$\Omega = \frac{f\lambda L}{4S}.$$

Итак, зная частоту биений, параметры резонатора лазера и длину волны генерации, можно определить угловую скорость.

Измерители угловой скорости, основанные на использовании кольцевых лазеров, часто называют лазерными или квантовыми гироскопами.

На рис. 18.4,*а*, *б*, *в* представлены схемы лазерных гироскопов с трехзеркальными кольцевыми резонаторами, образованными «глухими» зеркалами $З_1$, $З_2$ и выходным $З_3$, отличающимися устройством пространственного совмещения встречных волн.

На схеме рис. 18.4,*а* для совмещения лучей используется два зеркала $З_4$ и $З_5$, первое из которых полностью отражающее (глухое), второе полупрозрачное. В схеме рис. 18.4,*б* для совмещения встречных волн используется два «глухих» зеркала ($З_4$ и $З_5$) и одно

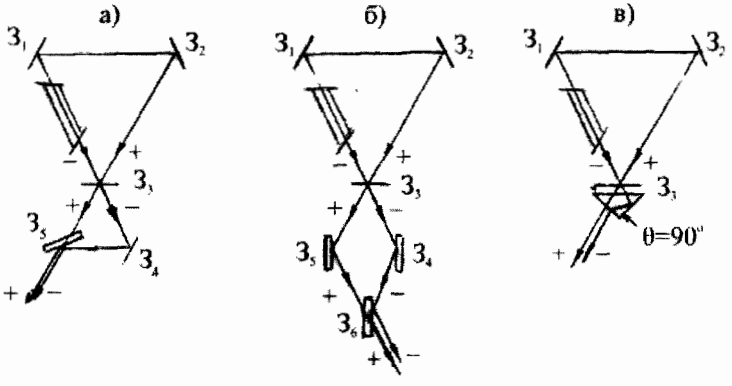


Рис. 18.4. Трехзеркальный лазерный гироскоп

$З_6$ полупрозрачное. В схеме рис. 18.4,*в* для совмещения волн применяется прямоугольная призма.

В настоящее время все без исключения лазерные гироскопы выполняют на основе кольцевых гелий-неоновых лазеров. В них легко осуществляется одночастотный режим, необходимый для получения высокой чувствительности гироскопа, длина волны излучения достаточно мала ($\lambda = 0{,}633$ мкм), что обеспечивает бо́льшую величину масштабного коэффициента. Они обладают хорошей стабильностью, высокой надежностью, большим сроком службы, не требуют принудительного охлаждения.

Выше установлено (18.13), что частота биений f на выходе кольцевого лазера линейно зависит от угловой скорости Ω его вращения (рис. 18.5).

Однако эксперимент показывает, что при малых угловых скоростях, меньших некоторого критического значения $\Omega_к$, частота биений отсутствует, происходит взаимная синхронизация колебаний встречных волн, и измерения становятся невозможными.

Выражение (18.13) для частоты биений получено для идеального случая отсутствия связи встречных волн между собой и взаимодействия их с активной средой. В реальных условиях встречные волны оказывают взаимное влияние друг на друга. Основным источником связи является взаимное рассеяние энергии каждого луча в направлении распространения другого. Связь между встречными волнами может осуществляться в результате рассеяния излучения на неоднородностях окон Брюстера и зеркал, а также на пылинках воздуха, находящихся на пути распространения луча. Источником связи является активная среда, в которой взаимодействуют волны.

При вращении лазерного гироскопа со скоростью, меньшей некоторого критического значения $\Omega_{кр}$ (называемого порогом захвата или синхронизации), в результате связи одно из противоположно направленных колебаний захватывает другое колебание, частоты встречно бегущих волн синхронизу-

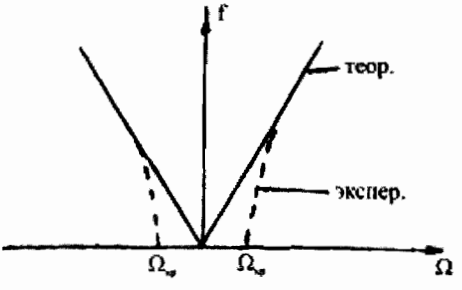


Рис. 18.5. Зависимость частоты биений f от угловой скорости вращения Ω

ются, становятся равными, а частоты биений обращаются в нуль. Зона захвата (зона нечувствительности) может составлять величину от десятков до сотен угл. един./сек. Таким образом, явление захвата встречных волн не позволяет производить измерение малых скоростей вращения.

Устранить причины, приводящие к явлению захвата, невозможно. Но возможно исключить его появление. Для этого в покоящемся кольцевом лазере искусственно разносят частоты генерации встречных волн (как говорят, осуществляют «частотную подставку») на величину, при которой режим захвата и синхронизации невозможен.

Создание частотной подставки осуществляется введением в резонатор кольцевого лазера элемента, обеспечивающего невзаимность показателя преломления (скорости распространения), и, следовательно, различную оптическую длину периметра резонатора для встречных волн.

Чаще всего частотную подставку осуществляют с помощью невзаимных элементов, выполненных на основе ячейки Фарадея. Ячейка Фарадея представляет собой образец из магнитоактивного материала (часто из стекла специального состава), помещенного в магнитное поле. Суть явления Фарадея состоит в том, что такая ячейка имеет разные показатели преломления (разные скорости) для волн с правой и левой круговой поляризацией, распространяющихся вдоль направления магнитного поля.

Невзаимный элемент состоит из ячейки Фарадея, с двух сторон которой размещены четвертьволновые пластины с взаимно перпендикулярными осями (рис. 18.6)

Такой элемент, будучи помещенным в резонатор кольцевого лазера, создает различия в длинах оптических путей для встречных линейно поляризованных волн.

Встречные (+) и (–) волны линейной поляризации, проходя через четвертьволновые пластины, становятся волнами с круговой поляризацией. Далее эти волны, проходя через четвертьволновые пластины, установленные на выходе из ячейки Фарадея, приобретают вновь прежнюю линейную поляризацию. Благодаря эффекту Фарадея, для волн левой и правой круговой поляризации магнитоактивная среда имеет разные показатели преломления. Поэтому оптическая длина периметра кольцевого резонатора для встречных

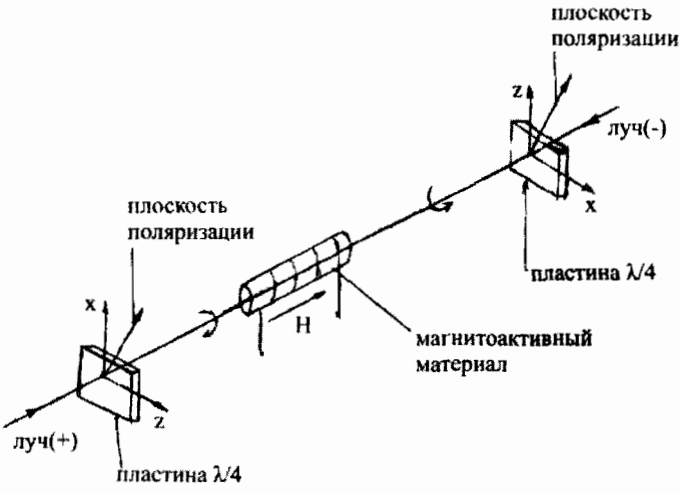


Рис. 18.6. Конструкция невзаимного элемента

волн оказывается различной. Вследствие этого частоты встречно бегущих волн становятся неодинаковыми.

Таким образом, с помощью ячейки Фарадея можно искусственно разнести частоты встречных волн настолько, что можно исключить в гироскопе режим захвата.

На рис. 18.7 представлена типовая зависимость частоты биений от скорости вращения для гироскопа с частотной подставкой $f_п$.

При вращении гироскопа в одну сторону частота биений увеличивается по сравнению с частотой подставки $f_п$; при вращении в другую – уменьшается. Такой гироскоп позволяет определять не только величину скорости, но и направление вращения.

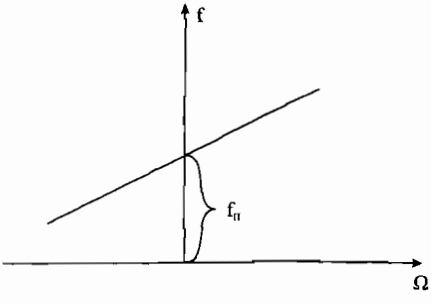


Рис. 18.7. Зависимость частоты биений от скорости вращения для гироскопа с частотной подставкой

Лазерные гироскопы выполняются по моноблочной конструкции. На рис. 18.8 приведена схема такого гироскопа [48]. В блоке из высококачественного плавленого кварца просверлены каналы (3) для активной среды и отверстия для электродов, необходимых для ее возбуждения. Зеркала резо-

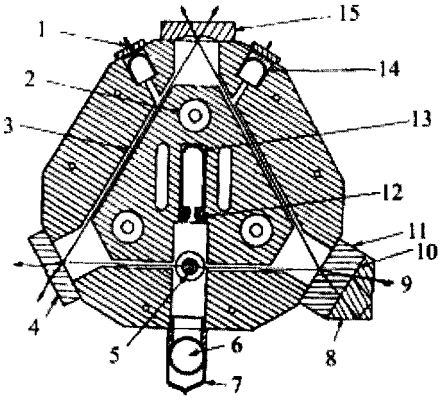


Рис. 18.8. Моноблочная конструкция лазерного гироскопа

натора лазера устанавливаются на трех отполированных гранях кварцевого блока, соответствующих вершинам треугольника. Крепление зеркал на полированных гранях осуществляется методом газовой аттезии, обеспечивающей герметичность конструкции. Используются два плоских зеркала (4, 11) и одно сферическое (15), радиус кривизны которого выбирается таким, чтобы генерация происходила на основной поперечной моде.

Для вывода сигнала биений используется прямоугольная совмещающая призма (8).

Чувствительность серийно выпускаемых лазерных гироскопов находится на уровне 0,001 град/ч. В уникальных лабораторных образцах, предназначенных для научных исследований, в лазерных гироскопах блочной конструкции резонатора с периметром 3 м в специальных условиях достигнута рекордная чувствительность равная 0,00005 град/ч. [42].

ГЛАВА 19

ЛАЗЕРНЫЕ УСТРОЙСТВА ОТОБРАЖЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ

Лазеры, благодаря уникальным свойствам излучения: высокой яркости, когерентности, монохроматичности, находят широкое применение в таких областях, как оптическая обработка информации, запись ее на различные носители, отображения телевизионной информации на экраны большого размера.

Принцип создания изображения на экране в лазерных системах тот же, что и в электронно-лучевой трубке телевизора, только вместо электронного луча используют пучок света.

На рис. 19.1 приведена структурная схема лазерного устройства отображения телевизионной информации на экран. Узкий пучок света, излучаемый лазером, работающим в непрерывном режиме в видимом диапазоне длин волн, модулируется по интенсивности модулятором в соответствии с поступающим видеосигналом. Промодулированный пучок света далее сканируется по строке (горизонтали) и по кадрам (по вертикали), в результате чего на экране возникает изображение. Для получения цветного изображения необходимо использовать три лазера с длинами волн генерации, соответствующих красной, зеленой и синей области света. Наиболее подходящими лазерами для этих целей в настоящее время являются газоразрядные лазеры гелий-неоновый (He–Ne), аргоновый(Ar) и криптоновый (Kr).

Благодаря высокой пространственной когерентности излучения лазеров, их световой пучок может быть сфокусирован в пятно

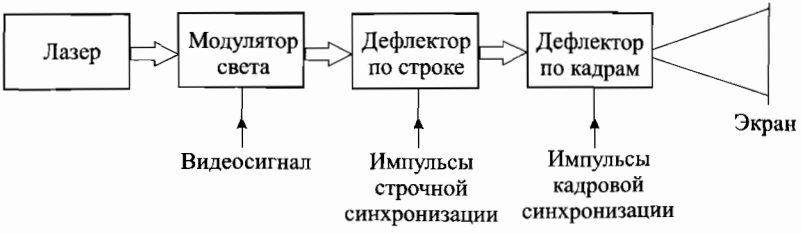


Рис. 19.1. Структурная схема лазерного устройства отображения телевизионной информации на большой экран

малого размера, что позволяет создавать изображение высокой разрешающей способности. Монохроматичность лазера обеспечивает чрезвычайно высокое качество цветного изображения. Широкого применения рассмотренная схема отображения телевизионной информации на экраны большого размера (> 1 м^2) не нашла из-за проблем экономического характера, связанного с малым коэффициентом полезного действия непрерывных газоразрядных лазеров, работающих в красной, зеленой и синей областях света.

Более перспективной для практического использования является другая схема отображения телевизионной информации на основе импульсных лазеров на парах металлов, имеющих коэффициент полезного действия на три порядка больше, чем газоразрядных, работающих в видимом диапазоне. В ней построение изображения на экране производится формированием строк с помощью акустического пространственного модулятора, стробоскопически освещаемого излучением импульсного лазера с частотой следования импульсов генерации, равной частоте строк, и их сканированием с помощью дефлектора кадровой развертки [52].

На рис. 19.2 приведена структурная схема устройства системы формирования телевизионного изображения с использованием акустического пространственного модулятора и импульсного лазера, а

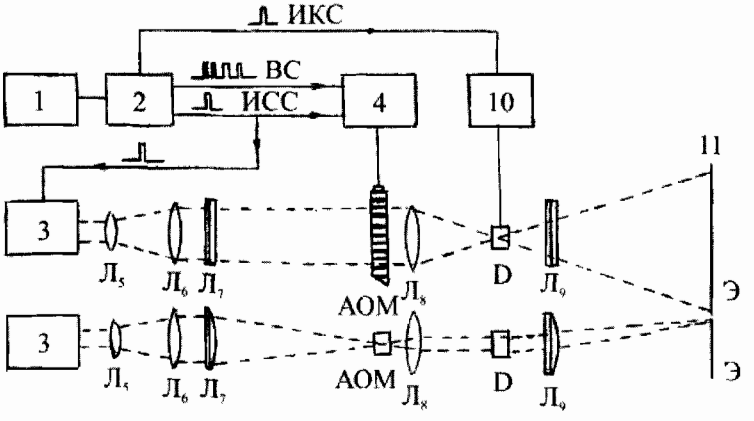


Рис. 19.2. Структурная схема формирования телевизионного изображения с использованием акустооптического пространственного модулятора и импульсного лазера. Ход лучей в вертикальной (а) и горизонтальной (б) плоскостях

также показан ход лучей в двух взаимно перпендикулярных плоскостях: вертикальной (а) и горизонтальной (б). Сигнал, поступающий из датчика (1) телевизионной информации (с приемной антенны, телевизора), направляется в блок сопряжения (2). Из полного телевизионного сигнала блок сопряжения выделяет видеосигнал (ВС), импульсы строчной (ИСС) и кадровой (ИКС) синхронизации. Строчные синхроимпульсы, с одной стороны, формируют импульсы накачки лазера (3) на самоограниченных переходах, осуществляя импульсную генерацию его с частотой следования, равной частоте строчной развертки. С другой стороны, строчные синхроимпульсы вместе с видеосигналом из блока сопряжения поступают на блок управления по строке (4), обеспечивая модуляцию интенсивности света в строке по закону видеосигнала. Управление интенсивностью луча света по строке осуществляется акустооптическим модулятором (АОМ)*. В нем возбуждается ультразвуковая бегущая волна (обычно с частотой ≈ 80 МГц для отображения стандартной телевизионной картины), промодулированная по амплитуде строчным видеосигналом, в результате чего интенсивность света, прошедшего через модулятор, оказывается так же промодулирована закону этого сигнала. Длина звукопровода модулятора L выбирается такой, чтобы в нем разместился отрезок ультразвуковой волны, промодулированный видеосигналом всей телевизионной строки:

$$L = v_3 T ,$$

где v_3 – скорость звука в материале модулятора**, T – длительность строки.

Выходное излучение импульсного лазера (3) с помощью телескопической системы, состоящей из сферических линз ($Л_5$) ($Л_6$) и цилиндрической линзы $Л_7$ направляется в акустооптический модулятор (АОМ), установленный в фокусе цилиндрической линзы. Вы-

---

* Принцип работы акустооптического модулятора основан на явлении дифракции света на периодических возмущениях показателя преломления среды, вызванных ультразвуковой волной, зависимостью интенсивности дифрагированного света от амплитуды этой волны.

** Как показывают исследования, лучшим материалом по оптикоаккустическим свойствам для звукопровода модуляторов, предназначенных для целей отображения информации, является кристалл парателурита TeO_2. Для него $v_3 = 616$ м/с при $T \approx 60$ мкс (для телевизионного стандарта), $L = 37$ мм.

бором параметров линз $Л_5$, $Л_6$, $Л_7$ достигают того, чтобы поперечные размеры пучка света падающего на АОМ соответствовали его апертуре. Свет, прошедший через АОМ и несущий телевизионную информацию, записанную в строке, линзами $Л_8$ (сферическая) и $Л_9$ (цилиндрическая), в фокальной плоскости первой из которых установлен дефлектор $Д_{10}$ (10) для сканирования строк по вертикали, проецируется на экран (11). Сканирование луча дефлектором обеспечивается блоком управления (10), на который подаются синхроимпульсы кадровой развертки.

Для получения резкого изображения на экране длительность светового импульса τ_C лазера, стробирующего акустооптической модулятор, обеспечивая тем самым изображение строки, должна быть меньше времени τ_0, занимаемого одним разрешимым элементом в строке. Если общее число разрешимых элементов в строке N, а длительность ее T, то длительность одного разрешимого элемента в строке $\tau_0 = T/N$. Для телевизионного стандарта число разрешимых точек по строке ≈ 300, длительность строки ≈ 60 мкс (частота строчной развертки 15,625 кГц). Поэтому длительность одного разрешимого элемента в строке равна $\tau_0 = 60 \cdot 10^{-6}/300 \approx 200$ нс.

Длительность импульсов генерации лазеров на парах металлов составляет $\tau_0 \leq 50$ нс, что с запасом удовлетворяет необходимому условию $\tau_C < \tau_0$.

В заключение отметим один из примеров реализации установки по отображению телевизионной информации на большом экране на основе рассмотренной схемы с использованием лазера на парах меди мощностью 10 Вт [52]. Установка обеспечивала получение изображения высокой четкости в зеленом цвете на экране с размером 5×7 м^2.

В работе [53] приводятся данные о создании установки по отображению телевизионного цветного изображения на экране размерами $3{,}6 \times 4{,}8$ м^2. Использовались три импульсных лазера: ИАГ:Nd лазер с удвоением частоты ($\lambda_1 = 532$ нм, мощность 16 Вт), жидкостный лазер, накачиваемый второй гармоникой ИАГ:Nd лазера ($\lambda_2 = 615$ нм, мощность15 Вт), лазер на кристалле Al_2O_3: Ti^{3+} с удвоением частоты ($\lambda_3 = 450$ нм, мощность7 Вт).

ГЛАВА 20

ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

С появлением лазеров значительно расширились возможности оптической спектроскопии. В спектроскопии используются такие замечательные свойства лазеров, как их большая выходная мощность, малая угловая расходимость и высокая спектральная плотность потока, которая может быть на много порядков выше, чем для обычного источника света. Это обстоятельство открыло новые технические возможности по селективному возбуждению атомов и молекул и наблюдению спектров флуоресценции в ультрафиолетовой, видимой инфракрасной частях спектра. По спектрам флуоресценции можно определить малые концентрации примесей в жидких растворах и газообразных смесях. Использование когерентного источника света открывает возможности для широкого исследования магниторезонансных и нелинейных явлений, включая многофотонные процессы. Разработаны стандарты частоты на основе двойного радиооптического резонанса, в которых в качестве источника света накачки использован полупроводниковый лазер, на использовании импульсных твердотельных лазеров базируется новое направление исследований нестационарных когерентных оптических явлений (фотонное эхо). Лазеры используются в следующих методах спектроскопии:

1) абсорбционный;

2) комбинационного рассеяния (КРС);

3) вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР);

4) насыщения поглощения;

5) лазерного охлаждения и локализации частиц;

6) лазерное разделение изотопов (см. главу 21);

7) пико- и фемптосекундная спектроскопия.

Широкое применение нашли лазеры в спектроскопии комбинационного рассеяния, использование их в качестве источников света позволило на несколько порядков поднять чувствительность спектрометров.

Спектроскопия комбинационного рассеяния

Явление комбинационного рассеяния света в жидкостях было открыто в 1928 году индийскими учеными Раманом и Кришнаном. В СССР это же явления в кристаллах наблюдали физики Ландсберг и Мандельштам. Суть явления заключается в том, что при при прохождении света через прозрачную однородную среду часть излучения рассеивается. При этом в спектре рассеянного излучения наблюдается три частоты: $\omega_п$ – частота падающего излучения (рэлеевское рассеяние), $\omega_{ст} < \omega_п$ – стоксова составляющая излучения и $\omega_{аст} > \omega_п$ – антистоксова составляющая. Происхождение этих двух дополнительных составляющих можно объяснить следующим образом. При упругом столкновении фотона с молекулой обмена энергией между ними не происходит, изменяется лишь траектория движения фотона. Если столкновение носит неупругий характер, то происходит обмен энергией между фотоном и молекулой, которая может потерять или приобрести дополнительно энергию ΔE в соответствии с правилами отбора. ΔE должна быть равна изменению колебательной и (или) вращательной энергии и соответствовать разности энергий двух разрешенных квантовых состояний. Стоксово излучение соответствует увеличению энергии молекулы, этот процесс наиболее вероятен. Антистоксово излучение сопровождается уменьшением энергии молекулы, этот процесс имеет на несколько порядков меньшую вероятность, чем предыдущий. Это объясняется тем, что до столкновения с фотоном молекула должна находиться в возбужденном состоянии, число таких молекул в облучаемом веществе на много порядков меньше, чем число молекул, находящихся в основном состоянии. Поэтому интенсивность стоксовой компоненты рассеянного света больше, чем компоненты антистоксовой. На рис. 20.1 показаны энергетические диаграммы этих двух процессов.

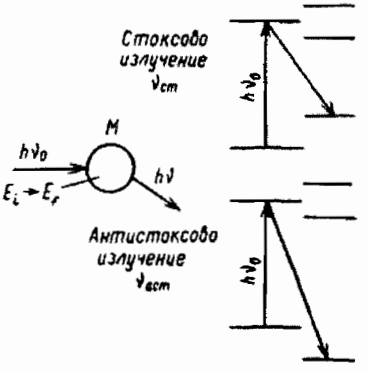


Рис. 20.1. Энергетические диаграммы стоксова и антистоксова процессов

Можно дать следующее физическое объяснение данному явлению. Под действием электрического поля происходит поляризация молекул

вещества, т.е. смещение центров положительных и отрицательных зарядов, возникает дипольный момент. Величина дипольного момента зависит от структуры молекулы и напряженности электрического поля. Дипольный момент молекулы, находясь в поле облучения волны с частотой $\omega_п$, колеблется под действием электрической составляющей этой волны с той же частотой $\omega_п$, вызывая вторичное излучение (рэлеевское рассеяние). Молекула может совершать вращательные движения вокруг осей ее симметрии (с этим связано наличие вращательных переходов в структуре энергетических уровней молекулы). Ядра атомов, входящих в состав молекулы, могут смещаться друг относительно друга, что соответствует колебательным уровням энергии. Эти два вида движений влияют на дипольный момент молекулы, вызывая тем самым модуляцию переизлученного света. Регистрируя частотный спектр рассеянного света, можно получить информацию о наличии малых примесей в составе исследуемого вещества, исследовать структуру молекул. Интенсивность рассеянного света с $\omega \neq \omega_п$ чрезвычайно мала ($\approx 10^{-7}$ от общей интенсивности рассеянного света). Использование лазеров позволило не только повысить интенсивность рассеянных компонент света, но и разработать новые методы спектрального анализа.

Спектроскопия комбинационного рассеяния с использованием лазеров широко используется в биологии, биофизике и медицине для изучения строения молекул и хода химических реакций во времени. В разделе 23 описано применение этого метода для дистанционного контроля химического состава атмосферы, наличия загрязнений водных поверхностей.

Существуют методы определения содержания красителей в речной воде с пределом обнаружения 0,1 мкг/мл, сульфаты, нитраты, ацетаты, фосфаты, карбонаты обнаруживаются до концентраций 5–50 мкг/мл [32].

Спектроскопия вынужденного комбинационного рассеяния

При увеличении интенсивности падающего лазерного излучения возрастает интенсивность рассеянной стоксовой компоненты. В этих условиях происходит взаимодействие молекул одновременно с двумя частотами электромагнитного поля: лазерной $\omega_л$ и стоксовой

$\omega_{ст} = \omega_л - \omega_{мол}$, связанных между собой через молекулярные колебания с $\omega_{мол}$. Такая энергетическая связь между мощным лазерным излучением и побочной стоксовой (антистоксовой) компонентой электромагнитного поля вследствие нелинейного характера этого процесса может привести к интенсивному вынужденному излучению на комбинационных частотах. Причем в этих условиях оказывается значительная доля молекул, находящихся в возбужденном колебательном состоянии, и в результате на частотах $\omega_л + \omega_{мол}$ возникает интенсивное антистоксово излучение. Интенсивность сигнала в спектре этого излучения в 10^4–10^5 раз выше, чем в спектре спонтанного комбинационного рассеяния. Вынужденное комбинационное рассеяние наблюдается только при интенсивности накачки выше определенного предела, который определяется коэффициентом поглощения среды и изменением поляризуемости изучаемых молекул.

Развитием вышеописанного метода является метод когерентного антистоксова рассеяния света. В этом случае среда облучается двумя лазерами с частотами генерации ω_1 и ω_2. Из-за наличия нелинейного взаимодействия среды с источниками электромагнитных волн, возникает разностная частота $\omega_1 - \omega_2 = \Omega$. Перестройкой частоты одного из лазеров можно добиться равенства $\Omega = \omega_{мол}$. В этом случае из всего колебательного спектра молекул синхронно резонансным образом возбуждается только тип с частотой Ω. Направив в такую среду пробную волну с частотой ω, можно наблюдать стоксово и антистоксово излучение на частотах:

$$\omega_{аст,ст} = \omega \pm (\omega_1 - \omega_2).$$

Наибольший интерес представляет антистоксова компонента излучения, т.к. в этом случае отсутствует люминесценция образца, что облегчает регистрацию сигнала на частоте $\omega_{аст}$. Принципиальная схема спектрометра КАРС приведена на рис. 20.2. Образец 5 облучается двумя импульсными лазерами с частотами ω_1 и ω_2. Излучение лазера 2 плавно перестраивается по частоте (лазер на органических красителях). Линзы 3 и 4 фокусируют излучения лазеров на образце. Линза 6 собирает когерентно рассеянное излучение на частоте $\omega_{ст}$ и направляет в монохроматор, где оно регистрируется фотоприемником 8. Нерассеявшаяся часть излучений лазеров поглощается экранами 9 и 10. В этой схеме роль пробной волны играет одна из волн накачки

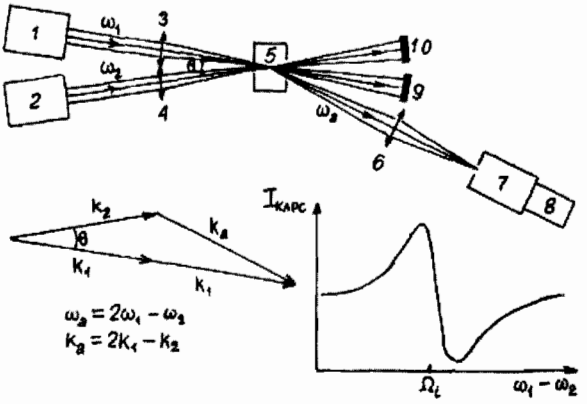


Рис. 20.2. Спектрометр КАРС

(пусть $\omega = \omega_1$, см. соотношение частот на схеме спектрометра). Угол θ между волнами накачки (для жидкостей он составляет 1–3°) выбирается из соображений выполнения условий фазового синхронизма (см. векторную диаграмму на рис. 20.2). На этом же рисунке показан вид сигнала КАРС (зависимость интенсивности света на частоте $\omega_{аст}$ от частоты пробной волны) [33].

Внутридоплеровская спектроскопия

Оптическая спектроскопия газов осложняется уширением линий оптических переходов вследствие эффекта Доплера движущихся частиц газа. Это уширение превосходит естественную ширину линии оптических переходов во много раз. С появлением лазеров было предложено несколько способов устранения доплеровского уширения линии. Они позволяют исследовать структуру квантовых уровней и переходов, скрытых доплеровским уширением.

Наиболее эффективными из них являются два. Это метод насыщения поглощения и двухфотонной нелинейной спектроскопии. Существо метода насыщения поглощения и его применение подробно изложено в разделе 11.

Двухфотонный метод нелинейной спектроскопии без доплеровского уширения предложен В. Чеботаевым с сотрудниками. Рассмотрим этот метод на примере двухквантового перехода микрочастицы, находящейся в поле стоячей электромагнитной волны с частотой ω (рис. 20.3 а,б). Для частицы, движущейся со скоростью $\boldsymbol{v}$, частоты

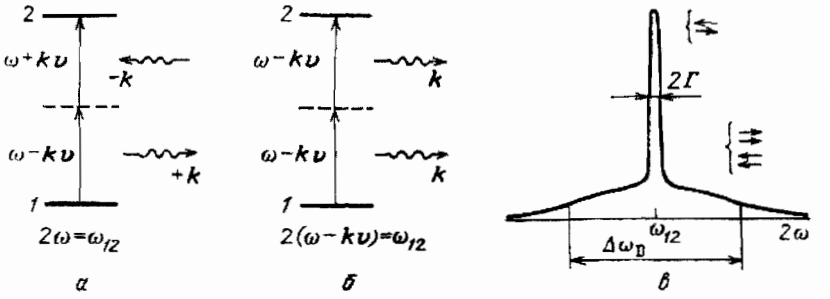


Рис. 20.3. Энергетические диаграммы двухфотонных процессов (а, б); пик сигнала двухфотонного поглощения (в)

двух бегущих волн равны $\omega \pm \mathbf{k}\boldsymbol{v}$ ($\mathbf{k}$ – волновой вектор). Одновременно два фотона из одной бегущей волны могут поглотить только частицы, для которых $\mathbf{k}\boldsymbol{v}$ согласуется с условиями точного двухфотонного резонанса:

$$2(\omega \pm \mathbf{k}\boldsymbol{v}) = \omega_{12}.$$

Однако возможно также одновременное погдощение двух фотонов из противоположно бегущих волн. В этом случае условие двухфотонного резонанса выполняется только тогда, когда удвоенная частота поля точно совпадает с частотой двухфотонного перехода, т.е. с центром доплеровски уширенной линии:

$$(\omega + \mathbf{k}\boldsymbol{v}) + (\omega - \mathbf{k}\boldsymbol{v}) = 2\omega = \omega_{12}.$$

При таком двухфотонном резонансе все частицы, независимо от их скорости, участвуют в двухфотонном поглощении, образуя резкий пик сигнала двухфотонного поглощения (рис. 20.3 в). Амплитуда резонансного пика в центре линии имеет высокий контраст, равный отношению доплеровской и однородной ширин [29].

Лазерное охлаждение и локализация частиц

Рассмотренные ранее методы сужения линий нелинейных резонансов имеют предел $\Delta\omega \approx 10^{-11}\omega_0$, определяемый влиянием квадратичным эффектом Доплера [29], который смещает центр линии квантового перехода движущейся частицы на величину, зависящую от ее абсолютной скорости v. Наличие теплового распреде-

ления абсолютных скоростей частиц приводит к уширению линии перехода:

$$\Delta\omega = \omega_0 kT/Mc^2 = \omega_0(v_0/c)^2.$$

Из этой формулы видно, что ширину линии $\Delta\omega$ можно значительно уменьшить, снизив скорость движения частиц v_0. Ханчем и Шавловым [30] был предложен метод лазерного торможения свободно движущихся атомов. Суть метода заключается в использовании силы резонансного светового давления. Если лазерное излучение изотропно облучает поток частиц и если частота этого излучения попадает в область низкочастотного крыла доплеровского контура линии поглощения, то оно будет взаимодействовать только с частицами, движущимися навстречу потоку фотонов. В этом случае эффект Доплера компенсирует расстройку частоты лазера $\omega_л$ и частоты перехода ω_0. Результатом этого процесса является перевод части частиц потока в верхнее возбужденное состояние. При возвращении в исходное состояние микрочастицы излучают в телесный угол 4π ср и имеют в среднем частоту $\omega > \omega_0$. В результате часть кинетической энергии микрочастиц ($hk\nu/2\pi$) передается рассеянному излучению. При многократном повторении акта встречи микрочастицы с фотоном происходит уменьшение кинетической энергии микрочастиц потока, следовательно, и их скорости ($\Delta\nu = hk/2\pi M$, M – масса микрочастицы) В итоге излучение лазера охлаждает газ. Предельное значение температуры газа достижимое данным методом составляет $T_{min} \approx 10^{-2}–10^{-3}$ K. При скорости движения микрочастиц порядка нескольких сантиметров в секунду можно получить сужение спектральной линии до 1 Гц. Это позволяет надеяться на создание высокостабильных оптических стандартов частоты. Фактор качества линии для рассмотренного метода составляет $R = \omega_0/\Delta\omega_{кв} \approx 10^{18}$.

Лазерная пикосекундная и фемптосекундная спектроскопия

Использование пико- и фемптосекундных импульсов позволяет разрешить во времени сверхбыстрые переходные процессы – такие, как релаксационные процессы в различных материалах, регистрировать промежуточные продукты химических реакций и биологических процессов [31].

ГЛАВА 21

ЛАЗЕРНЫЕ МЕТОДЫ РАЗДЕЛЕНИЕ ИЗОТОПОВ

Лазеры, как источник уникального монохроматического излучения, нашли важное применение для разделения изотопов. Изотопные атомы отличаются друг от друга наличием разного числа нейтронов в их ядрах. Поэтому ядра таких атомов имеют разную массу и объем и отличаются спинами. В результате этого электронные уровни энергии атомов изотопов оказываются смещенными друг относительно друга*. Различие масс ядер изотопов сказывается также на колебательных и вращательных уровнях молекул (колебательная и вращательная энергии зависят от масс и моментов инерции взаимодействующих ядер, входящих в молекулу). Таким образом, спектры поглощения индивидуальны для каждого изотопа. Это обстоятельство и используется для разделения изотопов.

Идея лазерного разделения изотопов проста: необходимо облучить смесь изотопов резонансным монохроматическим светом, соответствующим линии поглощения одного из изотопов, осуществить тем самым преимущественное возбуждение желаемых атомов и в дальнейшем провести их выделение.

Итак, для лазерного разделения изотопов необходимо решить две задачи:

1) осуществить селективное возбуждение выделяемых изотопов;

2) обеспечить отбор селективно возбужденных изотопов.

Для решения первой задачи в настоящее время существует большое число перестраиваемых по частоте лазеров, перекрывающих диапазон от миллиметровых волн до волн ультрафиолетового диапазона. Особую роль здесь играют жидкостные лазеры на красителях,

---

* Как известно (см. главу 1), энергия электронных уровней атомов зависит от приведенной массы атома $m = m_0M/(m_0 + M)$ (m_0 – масса электрона, M – масса ядра). Массы M ядер изотопов различны, поэтому различна величина электронной энергии изотопов. Кроме того, величина спин электронного взаимодействия зависит от спина ядра I, и, значит, она различна для разных изотопов.

перекрывающие весь видимый диапазон. Лазеры имеют высокую интенсивность, позволяющую осуществить насыщение перехода, что обеспечивает возбуждение значительной части поглощающих атомов и молекул. Лазеры могут работать в импульсном режиме с длительностью импульсов генерации значительно меньшей времени жизни возбужденных состояний атомов и молекул, что улучшает эффективность разделения изотопов.

Для решения второй задачи – отбора селективно возбужденных изотопов – используют разные химические реакции и физические явления. Метод селекции, основанный на химических реакциях с возбужденными частицами, называют фотохимическим.

Альтернативой фотохимическому методу являются методы, называемые фотофизическими, в которых отбор селективно возбужденных изотопов осуществляется посредством их ионизации и диссоциации (молекул) дополнительным лазерным излучением.

Фотохимический метод разделения оптически возбужденных атомов основан на известном из химической кинетики явлении, состоящем в том, что возбужденные атомы и молекулы существенно более реакционноспособны (активно вступают в реакцию), чем невозбужденные*.

Лазерное разделение изотопов (на основе фотохимического метода) осуществляется в идее достаточно просто. В камеру со смесью изотопов B' и B'' добавляется газ (акцептор), частицы A которого могут вступать химическую реакцию с возбужденными атомами изотопа. При облучении камеры резонансным светом происходит изотопно-селективное возбуждение смеси B' и B''. В результате селективной реакции с акцептором в камере образуется осадок AB'', диссоциация которого позволяет выделить извлекаемый изотоп B''. Недостатком фотохимического метода разделения изотопов является то, что не во всех случаях удается выбрать подходящий акцептор. Более универсален фотофизический метод, позволяющий проводить разделение всех существующих изотопов.

Суть фотофизического метода состоит в том, что селективно возбужденные выделяемые атомные изотопы ионизируют дополни-

---

*Скорость реакции между частицами A и B^*, одна из которых находится в возбужденном состоянии B^*, значительно больше скорости реакции между невозбужденными частицами A и B.

тельным лазерным излучением и впоследствии выводят их из области облучения с помощью электрических и магнитных полей. Для пояснения метода пусть имеется смесь атомов изотопов A' и A'', энергетическая структура которых представлена на рис. 21.1. Состояние 1 – основное, состояние 2 – некоторое возбужденное состояние со временем жизни частиц на нем T_2, 3 – континуум состояний, соответствующих отрыву внешнего электрона от атома, т.е. ионизации атома.

Состояния 2 изотопов смещены друг относительно друга, что позволяет монохроматическим излучением возбуждать атомы выбранного изотопа.

В нормальных условиях все атомы находятся в основном состоянии 1. При облучении смеси изотопов A', A'' резонансным светом частоты $\nu=(E_2'-E_1')/h$ атомы изотопа A' переходят в возбужденное состояние E_2'. Для того, чтобы зарегистрировать эти селективно возбужденные изотопы A', смесь изотопов дополнительно облучают лазерным излучением частоты $\nu_2=(E_3'-E_2')/h$, вызывающим их ионизацию. Затем ионы изотопа A' внешними электрическими и магнитными полями выводят из зоны облучения и далее нейтрализуют.

Для того чтобы разделение изотопов было достаточно эффективным, необходимо выполнение двух условий:

1) скорость заселения W_3 возбужденного состояния E_2' атомами A' должна быть больше скорости расселения его за счет релаксации (т. е. $W_3 \geq 1/T_2$), что должно обеспечивать перевод значительной части атомов выделяемого изотопа в возбужденное состояние;

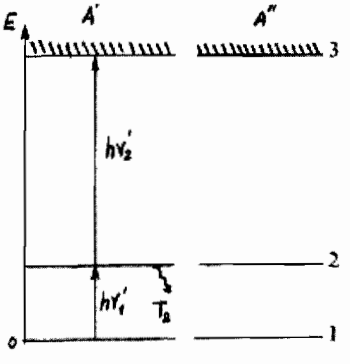


Рис. 21.1. Схема энергетических уровней для смеси атомов

2) фотодиссоциацию селективно-возбужденных атомов дополнительным лазерным излучением нужно осуществлять со скоростью $W_ф \geq 1/T_2$, т. е. до того как они возвратятся в основное состояние или передадут энергию своего возбужденного состояния при столкновениях с атомами другого изотопа.

Поскольку скорости W_3 и $W_ф$ пропорциональны интенсивностям света, вызывающего избирательное заселе-

ние и дополнительного излучения, осуществляющего ионизацию, то выполнение указанных выше условий всегда возможно. Таким образом, селективная фотоионизация, в отличие от фотохимической реакции, не требует столкновений возбужденных частиц с другими частицами и, следовательно, полностью управляема лазерным излучением. Селективная фотоионизация может происходить не только по двухступенчатой схеме, как это рассмотрено выше, но и по трехступенчатой и многоступенчатой схемам (рис. 21.2). Для атомов с высоким потенциалом ионизации может быть предпочтительной трехступенчатая схема, осуществляемая лазерами видимого диапазона. Примером использования трехступенчатой схемы ионизации является уран*; потенциал ионизации атомов урана очень высок $U \approx 6$ эВ. На рис. 21.3 представлена диаграмма рабочих уровней атома урана. Изотопический сдвиг уровней урана примерно 2,4 ГГц. Полная схема уровней чрезвычайно сложна из-за большого числа электронов в атоме. Из всей совокупности уровней выбраны 4, переходы между которыми разрешены правилами отбора. На рис. 21.3 указаны длины волн возможных переходов. Времена релаксации возбужденных состояний 2 и 3 лежат в интервале сотен наносекунд (10^{-7} с). Состояние 4 имеет особенность – оно автоионизационное**.

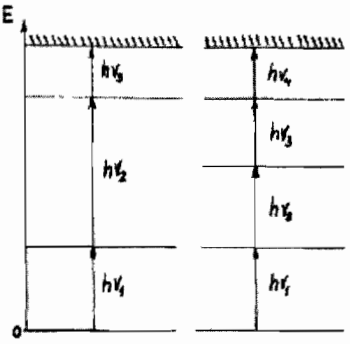


Рис. 21.2. Схемы селективной фотоионизации

Из этого состояния атом самопроизвольно распадается на ион и электрон, т.е. происходит автоионизация атома.

---

*Атомы урана имеют два изотопа U^{235} и U^{238}. В естественном, т.е. природном сырье концентрация атомов U^{235} составляет всего 0,7% от общего числа атомов урана. Работоспособное ядерное топливо, которое используется в атомных станциях, должна содержать 3% U^{235} в смеси. Поэтому природное сырье обогащают, доводя концентрацию ядер атомов изотопа U^{235} до 3%. Таким образом, разделение изотопов урана является чрезвычайно важным.

** Автоионизационные состояния – это состояния атома, энергетически лежащие выше границы ионизации по отношению к внешнему валентному электрону. Они возникают либо при возбуждении электронов из внутренней оболочки атома, либо при одновременном возбуждении двух валентных электронов.

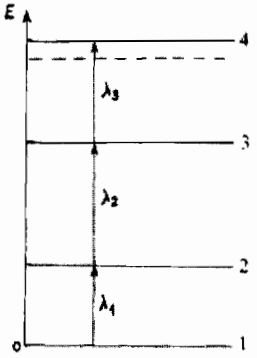


Рис. 21.3. Диаграмма рабочих энергетических уровней урана

Как видно из рис. 21.3, для селективно-резонансной фотоионизации атома урана необходимо иметь лазерное излучение на трех длинах волн $\lambda_1 = 0{,}6059$ мкм, $\lambda_2 = 0{,}6046$ мкм, $\lambda_3 = 0{,}5868$ мкм, лежащих в красно-оранжевой области спектра. В этой области работают как в импульсном, так и непрерывном режимах достаточно мощные, с высоким к.п.д., монохроматические, имеющие плавную перестройку длины волны излучения в широком интервале спектра, жидкостные лазеры на растворах органических красителей. Поэтому они и используются в установках по разделению изотопов.

Разделение изотопов урана осуществляется в импульсно-переодическом режиме при частоте повторения лазерных импульсов от единиц до десятков килогерц. Длительность импульсов генерации составляет величину, не превышающую время релаксации атомов урана в возбужденном состоянии ($\approx 10^{-7}$ с). Это требуется для того, чтобы не успели существенно сказаться процессы спонтанной релаксации возбужденных состояний. Лазерные импульсы на всех трех длинах волн должны быть синхронизированы между собой. Для накачки жидкостных лазеров, осуществляющих селективную фотодиссоциацию атомов урана, используют лазеры на парах меди. Они обеспечивают импульсно-переодический режим работы лазерного разделения изотопов с требуемыми параметрами (длительность импульсов ≈ 50 нс, частота следования – единицы–десятки килогерц).

На рис. 21.4 приведена условная структурная схема установки по разделению изотопов урана. Источник пучка атомов урана работает в импульсном режиме с частотой выпуска смеси изотопов, равной частоте следования лазерных импульсов. Прерывистый поток атомов урана из источника направляется в зону взаимодействия с лазерным излучением и далее – в сортирующую систему. В момент времени прохождения порции смеси атомов зоны облучения на нее действует трехчастотное импульсное лазерное излучение, вызывающее фотоионизацию выделяемого изотопа. Далее ионы изотопа сортирующей системой направляются на выходной коллектор, неионизированные

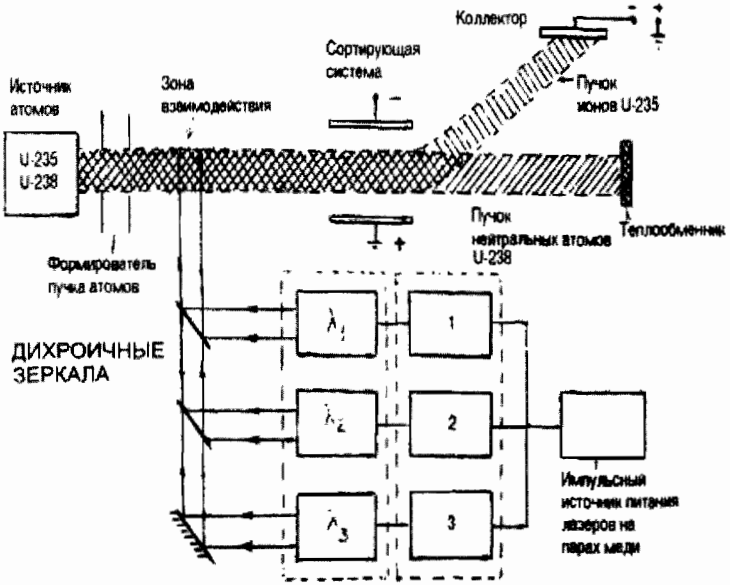


Рис. 21.4. Структурная схема установки по разделению изотопов урана

атомы изотопа U^{238} покидают область облучения и конденсируются на холодных стенках теплообменника и утилизируются.

Подобные установки позволяют обеспечивать разделение любых изотопов, у которых спектр селективного резонансного возбуждения атомов и излучения, вызывающего ионизацию их, лежат в области генерации жидкостных лазеров, накачиваемых лазерами на парах меди. Необходимо отметить, что фотофизический метод разделения изотопов был предложен (1970 г.) и впервые реализован (1971 г.) В.С. Лехотовым с сотрудниками в институте спектроскопии АН СССР [43]. С тех пор широким фронтом ведутся исследования, разрабатываются экспериментальные и промышленные установки по разделению изотопов, обогащению смесей, получению особо чистых веществ. В настоящее время по вопросам лазерного разделения изотопов существует обширная литература. Современное состояние проблемы разделения изотопов отражено в монографиях [44, 45].

ГЛАВА 22

ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРОВ В МЕДИЦИНЕ

Биологическое воздействие излучения различных лазеров определяется, в основном, поглощением излучения в воде и гемоглобине. Поэтому попятно, что, за некоторым исключением, реакция биоткани на лазерное излучение в различных органах и частях тела, проявляется единообразно.

Применение лазеров для медицинских целей основано на использовании двух основных их свойств – когерентности и монохроматичности излучения. Когерентность позволяет концентрировать энергию источника на площадях $\sim\lambda^2$, достигая чрезвычайно высоких концентраций энергии, необходимых при хирургических операциях, разрушении камней в почках и др. Это же свойство позволяет использовать для доставки излучения лазера в требуемую точку объекта гибкие оптические световоды, которые значительно облегчают манипулирование лазерным лучом и во многих случаях является единственным приемлемым техническим решением, например, при проведении операции агниопластики. Возможность выбора лазера с требуемой длины волны и шириной спектра излучения позволяет применить их, например, в офтальмологии для коррекции зрения. Лазерная медицинская установка состоит из следующих основных узлов (рис. 22.1) [54]:

1) лазер с блоком питания;
2) контрольно-измерительный блок (пульт управления);
3) световод или другая система доставки излучения лазера к объекту;
4) оконечное устройство (операционный микроскоп, манипулятор и др.).

Способы передачи излучения от лазера к пациенту

Излучение от лазера к объекту его воздействия может быть доставлено тремя способами:

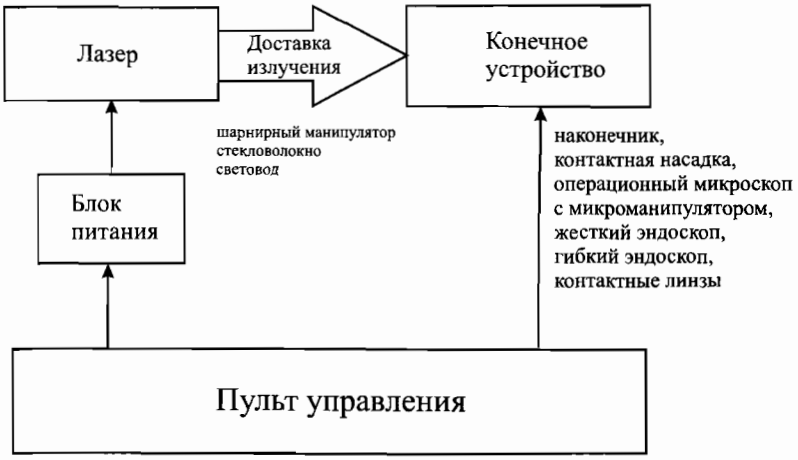


Рис. 22.1. Структурная схема лазерной медицинской установки

1) непосредственная доставка, что достижимо только в случаях компактных лазеров (полупроводниковых и твердотельных со светодиодной накачкой);

2) шарнирная система из комбинаций призм и зеркал;

3) световод.

В таблице 22.1 приведены сравнительные характеристики этих способов.

Таблица 22.1

Способ доставки излучения	Преимущества	Недостатки	Длина волны
Непосредственная доставка	Хорошее качество луча, когерентность и сохранение поляризации	Только для компактных систем	Любая
Шарнирная	Хорошее качество луча, когерентность и сохранение поляризации	Негибкость, высокая стоимость, сложность юстировки	Любая. Применяются в УФ и ИК (10 мкм)
Световод	Гибкость, низкая стоимость	Ограничения в отношении когерентности, поляризации	Ближняя УФ, видимая и ближняя ИК области спектра

Использование шарнирных манипуляторов вызвано отсутствием дешевых надежных и широкодоступных световодов для передачи

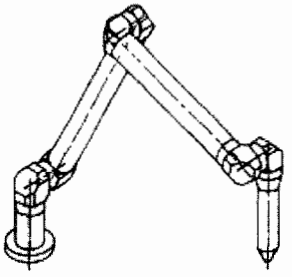


Рис. 22.2. Шарнирный манипулятор типа «искусственная рука»

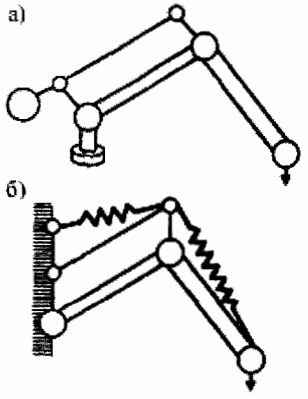


Рис. 22.3. Метод облегчения управления манипулятором с помощью противовесов и пружин: а) компенсация веса противовесами, б) компенсация веса с помощью растяжных пружин

излучения в дальней УФ и дальней ИК областях (CO_2-лазер). Для оптимальной доставки излучения необходимо обеспечить в манипуляторе не менее пяти степеней свободы, три из которых – для позиционирования и две – для угловой ориентации. Дополнительная шестая степень свободы, которая обычно требуется для свободного движения, отпадает вследствие симметрии вращения лазерного луча. На рис. 22.2 показана конструкция шарнирного манипулятора типа «искусственная рука». Подшипники поворотных осей манипулятора должны быть выполнены с высокой точностью. Для облегчения управления манипулятором используют систему компенсации вращательных моментов вокруг осей шарниров. С этой целью применяют либо систему противовесов, либо пружин (рис. 22.3).

Применение световодов в медицинских установках имеет место в двух видах. В первом случае тонкий световод используется для передачи излучения лазера к пациенту. Во втором – пучок оптических волокон образует жгут диаметром 6–8 мм. Такие жгуты используют для передачи изображений от внутренних органов пациента при диагностических обследованиях и называются эндоскопами. Конструкция эндоскопов зависит от конкретной задачи его применения и может содержать отдельный световод для передачи излучения лазера, канал для подачи воздуха, воды, откачки продуктов распада тканей при облучении лазером (рис. 22.4). Мы рассмотрим особенности применения световодов для передачи мощного лазерного излучения. Устройство оптического волокна (световода) рассмотрено в разделе 6.4. Световод характеризуется следую-

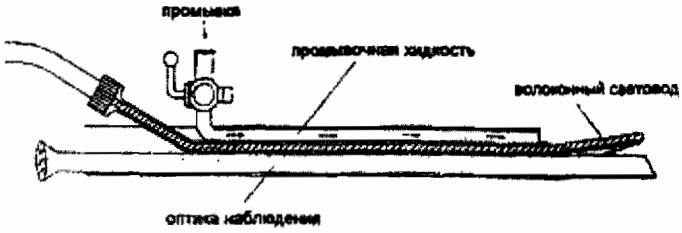


Рис. 22.4. Лазерный эндоскоп

щими основными параметрами: диапазоном длин волн, в котором материал световода имеет малые потери, коэффициентом затухания или потерями на единицу длины, числовой апертурой. Числовая апертура определяет не только эффективность ввода света лазера, но и выбор оптики для его ввода в оптическое волокно, а также потери света при изгибах волокна.

Материал, из которого сделан световод, должен быть нетоксичен. Наиболее распространенными и применяемыми являются световоды из кварцевого волокна. Их можно использовать для передачи излучения лазера в видимой части оптического спектра, ближних УФ- и ИК-частях (0,3–2,0 мкм). В дальней ИК-области, например для CO_2-лазера, применяют световоды из бромистого и хлористого серебра, которые нетоксичны и имеют приемлемое значение затухания 0,1 дБ/м. В диапазоне от 2 до 4 мкм применяют световоды из фтористого циркония и фтористого бария с потерями от 0,5 до 1 дБ/м. Изгибы волокна в медицинской технике нежелательны не только из-за потерь энергии, но и потому, что при этом часть энергии излучения выходит за пределы волокна и может нанести повреждение врачу или пациенту. При больших мощностях волокно в точке изгиба может быть разрушено, при внутрисосудистом применении волокна может быть перфорирована стенка сосуда или конец волокна может отделиться и остаться в сосуде. Этот потерянный конец приходится удалять путем вскрытия сосуда.

Если до настоящего времени в лазерной медицине прежде всего использовались термические эффекты, определяемые средней мощностью лазера, то в современных разработках предпочтение отдается импульсным лазерам с эффектами плазменного испарения. При передаче импульсного излучения таких лазеров по оптическому волокну возникают большие напряженности электромагнитного поля, при

которых происходят мгновенные локальные разрушения волокна. Величина критической плотности энергии зависит от многих факторов. Приведем ориентировочные значения этих величин для кварцевого волокна. В ИАГ:Nd лазере с длиной волны 1,06 мкм при длительности импульса от 5 до 20 нс порог разрушения составляет от 10 до 40 Дж/см^2. Это соответствует значениям интенсивности примерно 0,5–5 ГВт/см^2. Для эксимерных лазеров с длиной волны 0,381 и 0,351 мкм допускается максимальное значение плотности энергии импульса порядка 5–10 Дж/см^2 при длительности импульса 15 нс и 15–30 Дж/см^2 – при длительности импульса 150–250 нс. Лечение некоторых заболеваний кожи и внутренних органов требует использования импульсных воздействий большой мощности на ткани пациента для снятия её тонкого слоя при совершенно незначительной тепловой нагрузке на окружающие ткани (коррекция формы роговицы) или использоваться при разрушении камней в почках. При больших мощностях механизм взаимодействия лазерного излучения с тканью носит другой характер. В этом случае происходит испарение верхнего очень тонкого слоя ткани, чем и достигается требуемая точность коррекции формы роговицы глаза [54].

Эндоскопия

Внедрение эндоскопии произвело коренной переворот в оперативной медицине. Оперативно-эндоскопические методы позволяют избежать больших открытых операций. Использование гибких световодов позволяет создать миниатюрный операционный инструмент, который вводится в тело пациента через малое отверстие, это позволяет уменьшить риск возникновения инфекции и опасность послеоперационных спаек. Важным обстоятельством является тот факт, что непосредственная операционная нагрузка на организм значительно снижается и операция может быть проведена амбулаторно или в стационаре, но со значительным сокращения срока пребывания в нем.

В эндоскопической хирургии применяются различные типы мощных лазеров. Излучение CO_2-лазера сильно поглощается водой, поэтому его используют в качестве идеального скальпеля. Недостатком этого лазера является невозможность использования гибких световодов, что значительно ограничивает сферу их применения. Для CO_2-лазера требуемая мощность излучения 15–20 Вт, диаметр

сфокусированного луча 0,8–1 мм, длительность импульса составляет 0,2 с с частотой повторения 5 Гц. При проведении операции возникают дымовые газы, которые необходимо отсасывать, в газах могут содержаться вирусы при удалении новообразований на коже и других частях тела.

Излучение лазера на ИАГ:Nd передается по гибкому кварцевому световоду, что позволяет применять его для целей, недоступных CO_2-лазеру. Использование этого лазера со световодом позволяет вскрывать злокачественные стенозы пищевода и желудочно-кишечного тракта. При этом удается создать проходимость в 75–90% случаев. Осложнения встречаются в 4–8% случаев, 1–2% случаев имеют летальный исход. При использовании других методов летальный исход составляет 2–3%.

Еще одно важное применение лазеров – лазерная эндоскопия в фотодинамической терапии (ФДТ). Этот вид терапии с использованием производных гематопорфирина (фотосенсибилизатор, получаемый из сыворотки крови крупного рогатого скота) применяют для лечения рака. Спустя сутки после внутривенной инъекции опухоль облучается излучением лазера на красителе, на парах золота. Механизм терапии предположительно заключается в следующем. Раковые клетки хорошо накапливают фотосенсибилизатор и могут быть легко обнаружены при облучении их малоинтенсивным резонансным светом лазера, после уточнения места опухоли интенсивность облучения значительно увеличивается. Образующийся при облучении гематопарфирина синглетный кислород образует гидроксилрадикалы, которые реагируют с органическими молекулами и поэтому могут разрушить клетку. К недостаткам этого метода следует отнести необходимость нахождения пациента в темном помещении, так как фотосенсибилизатор накапливается и в здоровых тканях, если больной попадает под прямое солнечное облучение или под свет люминесцентной лампы, то повреждение получит все тело.

Лазеры в дерматологии

Терапевтический эффект основан на двух различных воздействиях – коагуляции и испарении. Степень воздействия на биоткань зависит от её тепловых и оптических свойств, а также от параметров облучающего лазера. Так как оптические свойства (поглощение и рассея-

ние) биоткани являются функцией длины волны, то выбор лазера для терапии следует делать с учетом всех вышеперечисленных факторов. Наибольшее распространение в дерматологии нашли лазеры: аргоновый, на парах меди, CO_2-лазер и лазер на алюмо-иттреевом гранате с ионами неодима.

Аргоновый лазер. Излучение этого лазера обладает малой глубиной проникновения и высокой степенью поглощения в гемоглобине и поэтому подходит для терапии поверхностных кожно-сосудистых патологий. К ним относятся множество болезней, но, бесспорно, важнейшими показаниями являются плоские сосудистые дефекты (nevus flammeus – родимые пятна). Прежние методы лечения, основанные на применении рентгеновского излучения, криотерапии, изотопосодержащих мазей и др. не дают удовлетворительных результатов, а иногда приводят к значительному ухудшению. При терапии аргоновым лазером неудачные результаты составляют 30%. Излучение лазера мощностью 1–5 Вт по световоду доставляется к требуемому участку кожи, диаметр луча лазера на коже составляет 0,5–1 мм, время воздействия – 0,02–0,1 с. Облучение ведут либо в виде полос, либо по типу «платье в горошек». Для этих же целей успешно применяют лазер на красителе с ламповой накачкой с $\lambda = 0{,}585$ мкм.

CO_2-лазер. Излучение этого лазера с длиной волны 10,6 мкм практически полностью поглощается в слое малой толщины. Поскольку кожа и ткань дефектов состоят преимущественно из воды, то вследствие поглощения происходит испарение дефектных структур. Таким лазером удаляют застарелые проблемные бородавки в околоногтевой и подошвенной областях. Так как при работе CO_2-лазера одновременно наблюдается и кровеостанавливающий эффект, то он подходит и для лечения повреждений слизистой оболочки рта, активного орального папилломатоза, красного лишая и др. CO_2-лазер применяется для удаления татуировок. Ткань с включением частиц красящего вещества, попадающая в область действия лазерного луча, полностью испаряется за один сеанс.

ИАГ:Nd-лазер. Инфракрасное излучение лазера (длина волны 1,06 мкм) имеет меньшее поглощение и рассеяние в кожном покрове, чем у аргонового лазера. В воде поглощается лишь незначительная часть падающего излучения. Поэтому проникающая способность излучения ИАГ:Nd-лазера значительно выше, чем у двух рассмотренных ранее лазеров. ИАГ:Nd-лазер может коагулировать

биоткань до глубины 5,5 мм. Поэтому он находит свое применение при лечении больших кожных опухолей с малой степенью злокачественности, а также в терапии сосудистых кавернозных гемангиом большой толщины.

Офтальмология

Первые сообщения о попытках применения сильных световых источников для лечения глазных болезней относятся к IXX веку. Ряд экспериментаторов пробовал сконцентрировать свет дуговых ламп и солнечного света на сетчатке глаза с целью терапевтической коагуляции. Однако широкое применение этого метода в офтальмологии началось с созданием лазеров, работающих на различных длинах волн. Прежде чем рассматривать глазные болезни и методы их лечения, опишем устройство глаза человека (рис. 22.5) [48]. Изображение предмета проецируется роговицей и хрусталиком, образующими оптическую линзу, на сетчатку глаза. Сетчатка преобразует световое раздражение в нервные импульсы, которые по зрительным нервам передаются в мозг, где формируется зрительный образ

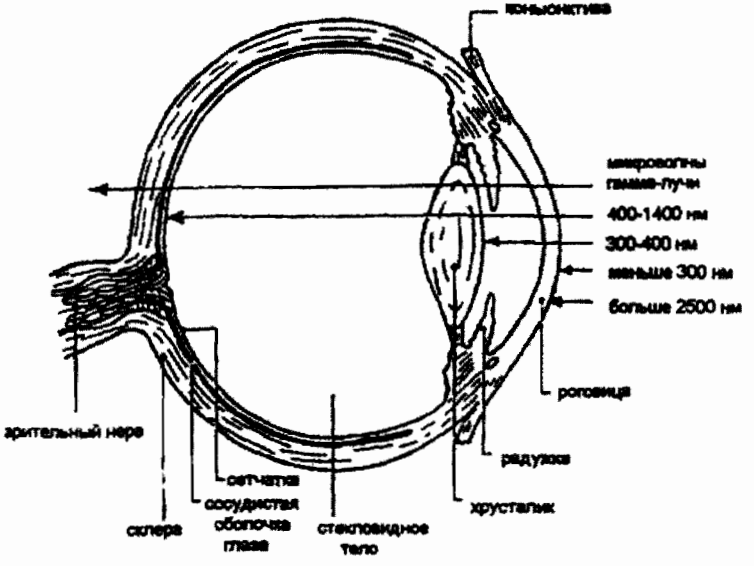


Рис. 22.5. Устройство глаза человека и взаимодействие тканей глаза с электромагнитным излучением различных длин волн

предмета. В центре сетчатки расположена макула – пятно желтого цвета. Это место наилучшего видения, периферия сетчатки служит для восприятия лишь грубых очертаний предмета.

В зависимости от длины волны электромагнитное излучение проникает на различную глубину биологических тканей глаза (рис. 22.5). СВЧ-колебания и рентгеновские лучи не поглощаются тканями глаза. Излучение в дальнем УФ (эксимерный лазер с длинами волн 0,193 мкм и 0,248 мкм) и в дальнем ИК-диапазоне (CO_2-лазер с $\lambda = 10{,}6$ мкм) поглощается уже в роговице и склере. Излучение в ближней УФ-области (эксимерный лазер с $\lambda = 0{,}308$ мкм и $\lambda = 0{,}351$ мкм) проникает через роговицу, но поглощается хрусталиком. Малая расходимость лазерного луча позволяет формировать интенсивные остронаправленные световые пучки, что недостижимо с традиционными источниками света.

Одной из причин ухудшения зрения в пожилом возрасте является катаракта – помутнение хрусталика. Основным методом исправления этого дефекта зрения является замена дефектного хрусталика искусственным. Помутневший хрусталик с помощью ультразвука дробится и через малое отверстие в роговице его фрагменты отсасываются. Через это же отверстие вводится пластиковый протез хрусталика. Аккомодация глаза после такой операции пока еще невозможна. Помутнение стекловидного тела приводит к появлению дефекта зрения в виде мешающей завесы перед глазами. Эта болезнь чаще всего встречается у пожилых и близоруких людей.

Заболевания, связанные с сетчаткой, относятся к наиболее опасным и серьезным болезням глаз. К ним относятся отслойка сетчатки, нарушение ее кровоснабжения, разрывы и воспаление. Отверстия в сетчатке возникают, прежде всего, у близоруких вследствие механического натяжения патологически измененного стекловидного тела. Дефект зрения в этом проявляется в виде черных нитей и световых вспышек (фосрен) перед пораженным глазом. На первой стадии развития заболеваний при появлении разрывов или отверстий участки здоровой сетчатки закрепляются с помощью лазеркоагуляции. Это позволяет избежать развития процесса отслоения сетчатки. Методика лазерного вмешательства заключается в нанесении 2–3-х рядов коагулятов (диаметр светового пятна 500 мкм), при этом края коагулятов почти соприкасаются (рис. 22.6). Образовавшийся после такой операции рубец обеспечивает прочную механическую связь сетчатки с пигментным эпителием и роговицей. Для этих целей применя-

ют ИАГ:Nd-лазер с удвоением частоты (0,53 мкм), аргоновые и ксеноновые лазеры. В последние годы для коагуляции предлагается использовать мощные (1,5 Вт) полупроводниковые лазеры с $\lambda = 0{,}81$ мкм. Ввиду низкой стоимости и компактности этот тип лазера может быть использован даже в амбулаторных условиях.

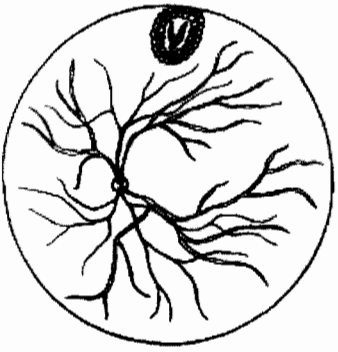


Рис. 22.6. Иллюстрация лазерного метода лечения отслоения сетчатки глаза

Глаукома является одной из главных причин слепоты во многих странах мира. При глаукоме повышается внутриглазное давление из-за нарушения баланса между образованием и оттоком водянистой влаги. Следствием этого является прекращение кровоснабжения нервных волокон сетчатки в области зрительного нерва и их гибель. Главное препятствие для оттока внутриглазной жидкости при глаукоме, вероятно, лежит в передней стенке шлеммова канала (кольцеобразный канал оттока в передней камере глаза). Применяя излучение лазера высокой мощности и с малым диаметром светового пятна, можно проделать отверстия в этой стенке для улучшения оттока внутриглазной жидкости.

Лечение почечно-каменной болезни, разрушение камней в желчном пузыре

Использование лазерной техники позволяет избежать серьёзных полостных операций при извлечении камней в желчном пузыре и почках. Через малый разрез в теле пациента излучение лазера по гибкому световоду доставляется в область нахождения камней. Существует два метода разрушения камней.

Первый основан на нагреве камня подводимым к нему лазерным излучением. Нагрев приводит к повышению температуры камня и находящейся в нем связанной воды. Возникающие при этом механические напряжения приводят к разрушению камня. Данный метод эффективен для применения к камням, поверхность которых хорошо поглощает излучение лазера. Для этих целей используют лазеры, работающие в импульсном режиме с длительностью импульса от мик-

ро- до миллисекунд, с импульсной мощностью десятки киловатт и энергией в несколько десятков миллиджоулей, с длиной волны порядка 0,5 мкм. Излучение подводится по волокну с диаметром сердцевины 250 мкм непосредственно к поверхности камня.

Во втором методе используют импульсные лазеры с длительность импульса 10–30 нс, импульсной мощность единицы мегаватт и энергией в несколько десятков миллиджоулей. Для этого случая подходит ИАГ:Nd лазер, работающий в режиме модулированной добротности на длине волны 1,06 мкм. Механизм разрушения камня в этом методе основан на возбуждении ударных волн в жидкости, окружающей камень, при очень быстром ее нагреве коротким и мощным лазерным импульсом, излучаемым концом световода. При этом качество поверхности камня не влияет на результат, и не требуется контакта световода с камнем.

ГЛАВА 23

ЛАЗЕРЫ В СИСТЕМАХ КОНТРОЛЯ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

Широкое применение лазеры находят в метеорологии для измерения параметров атмосферы, определяющих процессы погодообразования, температуры, давления, влажности, скорости ветра, ее состава и т.д. В экологии лазеры используются для определения степени загрязнения воздуха, выбросов вредных веществ, для обнаружения загрязненности водных поверхностей нефтепродуктами и т.д.

Основным инструментом таких исследований являются локаторы, называемые лидарами. Любой лидар состоит из лазера передатчика, приемной оптической системы и блока управления и обработки сигналов обратного рассеяния (эхо-сигнала) и отображения полученной информации (БУОИ). Лидары выполняют в двух основных вариантах:

а) схемы совмещенного источника (лазера) и приемника излучения (рис. 23.1,*а*),

б) схемы разнесенного источника (лазера) и приемника обратного излучения (рис. 23.1,*б*).

В большинстве лидаров приемная оптическая система выполняется по схеме Кассегрена, как это показано на рис. 23.1. Фотоприемником в лидарах, работающих с лазерами, длина волны λ которых < 1 мкм, служат, как правило, фотоумножители. В лидарах с $\lambda > 1$ мкм в фотоприемниках используются твердотельные детекторы с фотопроводимостью – такие, как HgCdTe.

Лидары работают преимущественно в импульсном режиме. Длительность импульсов излучения лазеров обычно составляет величину порядка десятков наносекунд, В зависимости от дальности действия лидара мощность излучения в импульсе генерации может составлять (10^6–10^9) Вт (энергия, заключенная в импульсе генерации, лежит в пределах от сотых долей до десятков джоулей). Частота повторения от нескольких импульсов в минуту до сотен герц. Лидары выполняются в стационарном и мобильном вариантах. Стационарные лидары (лидарные станции) предназначаются для систематичес-

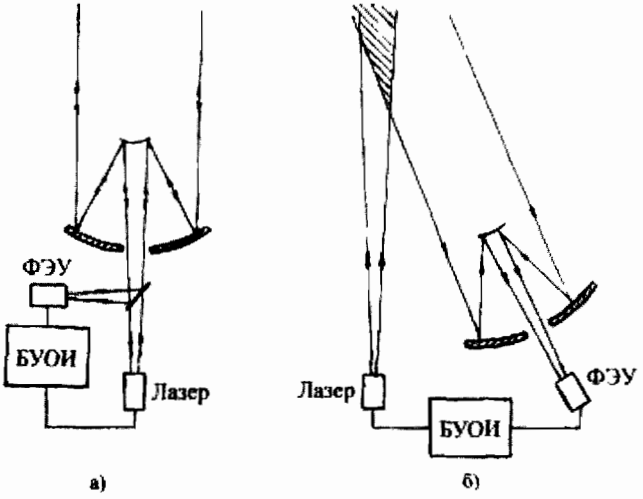


Рис. 23.1. Структурная схема лидара с совмещенным источником (лазером) и приемником излучения (а) и схема с раздельными источником и приемником (б)

кого комплексного исследования всей земной толщи атмосферы до высот сотен километров. Для зондирования используют различные лазеры, работающие на длинах волн от инфракрасного диапазона до волн ближнего ультрафиолета с длиной волны не короче 300 нм (ограничение связано с наличием интенсивных полос поглощения при $\lambda \leq 300$ нм кислорода, являющегося основным элементом атмосферы). Для исследования верхних слоев атмосферы (высот $\approx$ 100 км) используются импульсные лазеры с пиковой мощностью $\geq 10^9$ Вт. Приемная оптическая система таких лидаров обычно состоит из набора зеркал диаметром около метра, общая площадь которых составляет величину достигающую 10 м^2 и более.

Мобильные лидары устанавливаются на автомобилях, кораблях, вертолетах, самолетах, ракетах, искусственных спутниках земли. Для приема оптического излучения применяются зеркала с диаметром, не превышающим 0,5 м. Источником излучения служат лазеры, длина волны генерации которых оптимальна для выполнения поставленной задачи.

Мобильные лидары на автомобилях используются для определения давления, температуры, влажности, скорости ветра, концентрации аэрозольных частиц на разных высотах от земли и разных ее

районах. Получаемая информация используется для прогнозирования погоды. Они применяются для контроля загрязненности, загазованности воздуха, установления вредных газовых выбросов и т.д.

Мобильные лидары, установленные на летательных аппаратах (вертолетах, самолетах), называемые авиалидарами, служат для лазерного аэрозондирования водной поверхности, что позволяет определять глубину (до 100 и более метров) водоемов, шельфов морей и океанов (лазерная батиметрия), осуществлять диагностику и классификацию загрязненности водной поверхности нефтепродуктами, проводить мониторинг фитопланктона морей и океанов и т.д.

Лидары, устанавливаемые на кораблях, используются для мониторинга атмосферы над поверхностью морей и океанов, для лазерного зондирования толщи вод и т.д.

Для извлечения необходимых параметров атмосферы по эхосигналам используют различные методики исследований. Одним из широко используемых методов исследования газового состава атмосферы является метод дифференциального поглощения, иногда называемый методом двухчастотного зондирования. Метод основан на очень сильной зависимости коэффициента рассеивания от длины волны в окрестности резонансной линии поглощения, а также на использовании сигналов упругого рассеивания в направлении назад (в направлении к источнику излучения) от аэрозольных частиц и молекул газа, находящихся в исследуемом объеме атмосферы. На рис. 23.2 представлен фрагмент зависимости от длины волны λ в окрестности резонансных линий исследуемых компонент газа коэффициента K_p рассеяния назад (фактически коэффициент отражения) от некоторого объема атмосферного газа. В методе дифференциального поглощения осуществляют зондирование на двух малоотличающихся частотах λ_{01} и λ', расположенных внутри (λ_{01}) и вне (λ') контура линии поглощения измеряемой компоненты газа. Эхосигнал на длине волны λ' при обработке данных зондирования позволяет исключить из эхосигнала на длине λ_{01} составляющую упругого рассеяния, что, в конечном счете, дает возможность определить концентрацию исследуемой компоненты газа. Эта методика используется для определения концентрации в атмосфере таких важных ее составляющих, как N_2, H_2O, NO_2, SO_2 и т.д.

Значительный объем информации о составе атмосферы удается получать на основе методов, использующих комбинационное рассе-

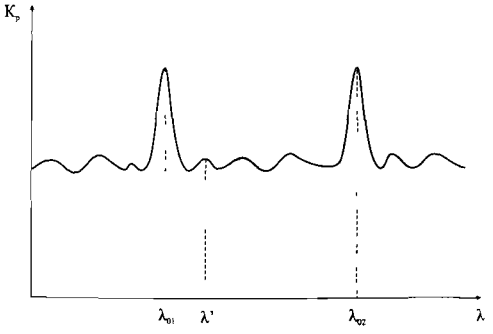


Рис. 23.2. Зависимость K_p от длины волны λ

яние и резонансную флуоресценцию. Эхосигнал, принимаемый фотоприемником лидара, является результатом рассеяния зондирующего лазерного луча в исследуемом объеме атмосферы. Как известно, в спектре рассеянного света, кроме частоты падающего излучения, наблюдаются дополнительные частоты. Составляющая рассеянного излучения, частота которого совпадает с частотой падающего, представляет собой релеевское излучение. Составляющая рассеянного излучения, частота которого отличается от частоты падающего излучения, представляет собой комбинационное рассеяние. Частоты комбинационного рассеяния отличаются от частоты возбуждающего излучения на величину, равную частотам собственных колебаний молекул рассеивающего вещества и, следовательно, индивидуальны для каждого сорта молекул.

Метод комбинационного рассеяния позволяет определять концентрацию газовых компонент атмосферы путем сравнения интенсивности комбинационного рассеяния от молекул азота N_2 (кислорода O_2), концентрация которых известна.

Исключительное применение нашел метод комбинационного рассеяния и особенно метод флюоресценции для обнаружения и идентификации нефтяных загрязнений акватории мирового океана. Для этих целей используют авиалидары, работающие в ультрафиолетовой области света (чаще всего на основе азотного лазера с $\lambda = 337$ нм). Спектр флуоресценции нефти и нефтепродуктов лежит в пределах 400–600 нм. Он индивидуален для каждого сорта нефти. Так, максимум спектра флуоресценции нигерийской нефти лежит в пределах 470–494 нм, дизельного топлива – 444–456 нм. Для идентификации нефтяной пленки используют положение и форму спектра флуоресценции, а также время затухания флуоресценции. Толщину нефтяной пленки определяют по значению отношения эхосигнала вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) от водной поверхности, покрытой пленкой, к сигналу от

чистой водной поверхности. Иными словами, толщина пленки оценивается по величине ослабления ВКР-сигнала от воды в толщине пленки. Знание толщины пленки и ее площади позволяет оценить объем вылитого нефтепродукта.

Флуоресцентный метод широко используется для диагностики фитопланктона и картографирования его в акваториях морей и океанов, для контроля сточных вод предприятий.

В арсенале лазерных исследований атмосферы и гидросферы существенное место занимает метод, основанный на использовании эффекта Доплера. В этом методе по величине доплеровского смещения частоты рассеянного излучения относительно частоты зондирующего излучения получают информацию о скорости ветра, скорости рассеивающих частиц атмосферы.

Одной из важнейших проблем экологии является мониторинг воздушного пространства городов и поселков с целью обнаружения вредных веществ, их источников и в дальнейшем их устранение. Для контроля газового состава атмосферы используют метод резонансного поглощения. В этом методе исследование состава воздуха осуществляется на основе измерения зависимости коэффициента поглощения от частоты (длины волны) лазера. Идентификация газовых компонент устанавливается по резонансной частоте поглощения, а их концентрация – по величине поглощения. Метод резонансного поглощения для контроля окружающей среды осуществляется в двух вариантах: посредством отбора проб воздуха в измерительную кювету и измерения поглощения непосредственно на открытой трассе. В первом случае измерительная кювета с исследуемым воздухом помещается в лазерный газоанализатор. Существует много схем лазерных газоанализаторов.

На рис. 23.3 приведена одна из простейших схем лазерного газоанализатора [49]. Излучение перестраиваемого по частоте лазера 1 посредством зеркал 2 и 3 делится на два равных по интенсивности световых потока, проходящих через сравнительную 4 и измерительную 5 кюветы. Сравнительная кювета наполняется чистым, без примесей, воздухом. Затем разделенные пучки вновь объединяются зеркалами 6, 7 в один, который направляется на фотоприемник 8. К выходу фотоприемника подключен электронный блок 9, регистрирующий только переменный во времени сигнал. Вращающийся полудиск 10 периодически с частотой $f \approx 100$ Гц перекрывает то сравнительную

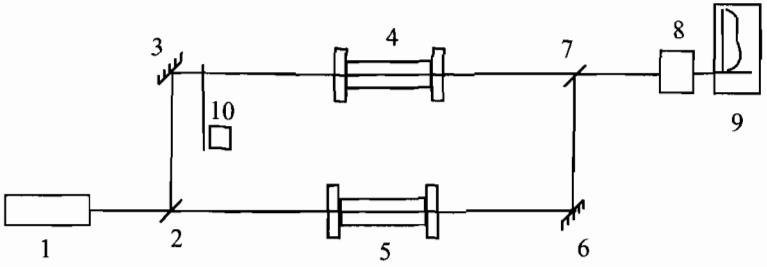


Рис. 23.3. Схема лазерного газоанализатора

кювету, то измерительную (открывая путь сравнительному пучку). При отсутствии в измерительной кювете дополнительных компонент газа относительно сравнительной кюветы интенсивности пучков на выходе обеих кювет будут равны $I_и = I_с = I$, и вращение полудиска не приведет к модуляции объединенного светового потока, интенсивность которого будет постоянна и равна I. При этом электронный блок дает нулевое показание. Если же в измерительной кювете будут присутствовать поглощающие компоненты, то интенсивность пучка на выходе измерительной кюветы будет меньше на величину ΔI, пропорциональную коэффициенту поглощения, а значит, концентрации поглощающей газовой компоненты. Поэтому интенсивность объединенного пучка I будет периодически уменьшаться на ΔI в интервале времени, когда полудиск открывает путь измерительному пучку. В результате интенсивность объединенного пучка будет пульсировать с частотой f и амплитудой ΔI, пропорциональной концентрации поглощающей компоненты. Изменяя частоту лазера, с помощью такого анализатора можно установить все загрязняющие компоненты атмосферного воздуха и их концентрацию.

Используя метод резонансного поглощения, контроль загрязняющих атмосферу газов осуществляют также непосредственно на открытой трассе. Это проводится либо установкой перестраиваемого по частоте лазера в начале трассы и приемника в конце ее, либо установкой лазера и приемника в начале трассы и оптического уголкового отражателя для поворота лазерного луча в конце ее.

В настоящее время существует обширная литература по вопросу лазерных исследований атмосферы, водной поверхности и поверхности земли. Эти вопросы, например, достаточно подробно освещаются в книгах [50, 51].

ГЛАВА 24

ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ПРИМЕНЕНИЯ ЛАЗЕРОВ

У большинства людей, непосредственно не работающих с лазерной техникой, под воздействием средств массовой информации формируется представление о лазере как о приборе, способном оказывать мощное силовое воздействие на вещество. При этом предполагается, что лазерное излучение может резать и испарять материалы на большом расстоянии. До некоторой степени это действительно так.

Благодаря малой угловой расходимости излучения лазера и монохроматичности, удается локализовать излучения лазера в малом пространственном объеме. В сочетании с импульсным режимом работы это позволяет реализовывать плотности мощности, при которых наблюдаются нелинейные оптические эффекты, происходит испарение и оптический пробой вещества.

Однако, если говорить о технологических процессах (подразумевается обработка материалов), необходимо иметь в виду, что они требуют для их проведения высоких средних значений подводимой мощности. Ее величина колеблется от единиц до сотен киловатт. Для лазерных источников излучения это очень большие значения. Кроме того, надо учитывать, что коэффициент полезного действия лазеров невысок. Его величина зависит от типа лазера и режима его работы. В большинстве случаев он составляет 1–4%. Для лазеров с модулированной добротностью к.п.д. еще ниже и составляет 0,1%. Для CO_2-лазера это величина может быть порядка 10%. Поэтому «потеснить» традиционные технологии в машиностроении лазеры, конечно, не могут. Сказанное в то же время не означает, что лазерные технологии тем самым полностью исключаются. Наоборот, постоянно идет напряженный поиск возможностей их применения в технологии.

Надо иметь также в виду, что технологические применения обязательно подразумевают экономическую обоснованность внедрения новой технологии.

Поэтому лазерные технологии, прежде всего, появляются там, где у них отсутствуют прямые аналоги либо с их использованием удается получить недосягаемое другими методами качество изделий. Но для этого должны быть задействованы специфические свойства лазерного излучения.

Лазерные технологии обработки материалов стали развиваться фактически с момента появления лазеров. К настоящему времени накоплена большая экспериментальная база, касающаяся проведения тех или иных процессов. Общие вопросы вошли в монографии по этой теме. Более частные составляют ноу-хау многочисленных центров, использующие лазерные технологии. В качестве основы для знакомства с этими вопросами можно указать, например, серию книг, вышедших в 1988 году под ред. А.Г. Аскорьянца в издательстве «Высшая школа» с общим названием «Лазерная техника и технология» [46, 47].

Основные технологические операции, выполняемые с использованием лазеров

При рассмотрении технологических задач, успешно решаемых с помощью лазерных технологий, удается свести их к четырем основным операциям.

Это сварка, резка, лазерное удаление материалов и закалка. Каждая из них включает огромное число различных задач, перечислить которые практически невозможно. Для лучшего представления существа дела полезно указать некоторые из них.

Сварка (*пайка*):

- часовых пружин;
- крышек шарикоподшипников;
- термопар;
- выводов диодов, транзисторов, микросхем, реле, миниатюрных двигателей, солнечных элементов,
- модулей на печатных платах;
- малогабаритных деталей в точном приборостроении в сочетании: проводник – плоскость, проволока – проволока, лист – лист;
- оправ в ювелирном производстве;
- герметичных швов газонаполняемых сосудов;

– плотных швов электростимуляторов сердца;
– с глубоким проплавлением для задач авиации, космонавтики, автомобилестроениия;
– титановых листов,
– наконечников к газовым турбинам, полотен к пилам.

Резка (*разделение материалов*):

– заготовок из алмаза, керамики;
– текстильных тканей, включая раскрой;
– металлов толщиной до 10 мм:
– материалов с очень малыми толщинами,
– асбеста и асбоцемента;
– стекла;
– резины;
– дерева (фасонная).

Сверление, включая удаление материалов:

– точное сверление камней, керамики, в том числе после отжига;
– получение отверстий малого диаметра (до 3 мкм);
– подгонка резисторов, параметров микросхем, кварцев;
– скрайбирование полупроводниковых материалов;
– маркировка деталей;
– гравировка с углублением до 0,5 мм буров;
– сверление высокопрочных материалов (лопаток турбин);
– поверхностная очистка деталей;
– очистка поверхностей в реставрационных работах.

Закалка (*отжиг*):

– поверхностная закалка стали;
– термоупрочнение переплавом;
– поверхностное легирование.

Приведенные примеры, а это малая часть решаемых с помощью лазера задач, позволяют представить масштабы распространения лазерных технологий в промышленности. Отдельные технологические установки ориентируются на вполне конкретные приложения, позволяя выполнять несколько базовых операций. Например, специализированные установки для маркировки, сварки изделий ювелирной промышленности, распиловки алмазного сырья, изго-

товления прецизионных резисторов, термораскалывания стекла, поверхностной чистки материалов и т.п.

Кроме того, можно отметить, что значительный сегмент приложений приходится на приборостроение и электронную промышленность.

Некоторые особенности реализации лазерных технологий

1. Несмотря на то, что лазерная генерация получена на самых разнообразных средах, в технологии применяются в основном CO_2-лазеры и лазеры на кристаллах, активированных ионами неодима, среди которых наибольшее распространение получил алюмо-иттриевый гранат с неодимом (АИГ:Nd^{3+}). Связано это с тем, что эти два типа лазеров обладают наилучшими технико-эксплуатационными характеристиками.

Длина волны излучения CO_2-лазера 10,6 мкм, ионы неодима обеспечивают генерацию вблизи 1,06 мкм. Генерируемое обоими лазерами излучение лежит в инфракрасной области спектра, невидимо глазом и совпадает с окнами прозрачности атмосферы.

Работать удобнее с излучением, имеющим длину волны 1,06 мкм. Это ближний ИК-диапазон, непосредственно примыкающий к видимому диапазону длин волн, и вся традиционная оптика, работающая в видимом диапазоне, оказывается прозрачной для данного излучения и может быть использована в этом случае. Кроме того, для этого диапазона существуют кварцевые волокна, позволяющие транспортировать излучение от лазера в заданную точку пространства. С другой стороны, к.п.д. CO_2-лазера больше в 3–4 раза. Поэтому, когда речь идет об излучении мощностью 1–10 кВт, этот лазер оказывается предпочтительным. Хотя есть лазеры на 1,06 мощностью, например, в 1–5 кВт. Наоборот, твердотельные лазеры удобны для работы с мощностями до 250–400 Вт. режиме.

2. Специфика лазерного излучения предоставляет новые возможности для реализации технологических операций с его использованием.

Прежде всего, лазеры позволяют создавать высокие плотности мощности излучения в ограниченной области пространства. Поэтому при обработке детали уменьшаются деформации, обгорание материала в окрестности места воздействия.

Важным свойством лазерного излучения является возможность оказывать воздействие на некотором расстоянии от лазера. Другими словами, лазерное воздействие обладает свойством неконтактности или дистанционности воздействия. Следствием этого является возможность проведения операции в разной атмосфере, в том числе и в вакууме.

Наконец, можно выделить и такое свойство, как высокая направленность лазерного излучения, следствием которой является высокая точность позиционирования луча в пространстве. На этой основе легко реализуется автоматизированное управление технологическими операциями.

3. В качестве обобщения встречающихся ситуаций можно привести следующие цифры, характеризующие процессы, происходящие в твердом веществе под воздействием лазерного излучения:

- 10^5 Вт/см^2 – начало плавления; до этих значений тепло распространяется вглубь вещества;
- 10^7 Вт/см^2 – происходит кипение и испарение материала.
- 10^9 Вт/см^2 – над поверхностью материала образуется плазма, которая при дальнейшем увеличении мощности экранирует поверхность металла от излучения.

Сообразно этому, сварку металлов проводят при плотностях мощностях 10^5–10^6 Вт/см^2. Резка требует 10^7 Вт/см^2. Испарение материала в процессе сверления и чистки происходит при 10^8–10^9 Вт/см^2.

При использовании импульсных твердотельных лазеров указанные операции осуществляют импульсами разной длительности. Сварка металлов требует световых импульсов длительностью 1–40 мс. Резку осуществляют импульсами 100 мкс–1 мс. Испарение ведется импульсами 10 нс–1 мкс.

В начальный момент, пока температура обрабатываемой поверхности не приблизилась к температуре плавления, большинство материалов хорошо отражает падающее на них излучение. Величина коэффициента отражения сильно зависит от состояния поверхности. Отполированная чистая поверхность большинства металлов имеет коэффициент отражения для излучения CO_2-лазера больше 90%, для неодимовых лазеров он меняется в зависимости от материала в пределах 50–98% . Поэтому для инициации процесса требуется иметь запас по мощности излучения либо в начальный стадии светового импульса формировать пик выходной мощности. Это обстоятельство

важно, прежде всего, для процессов, ведущихся одиночными импульсами, например, при сварке деталей в ювелирной промышленности или электродов в электронных компонентах.

Подчеркнем еще раз, что приведенные выше числовые значения носят ориентировочный, усредненный характер и не могут в полной мере отразить специфику конкретных случаев использования лазеров. Но они позволяют количественно представить условия протекания тех или иных процессов.

4. При проведении лазерных технологических операциях часто используют различные газы. Они подаются через специальные сопла в зону обработки. Инертные газы Ar, He, а также N_2 используются для выноса из зоны обработки расплавленного или испаренного материала и защиты области воздействия от окисления, например, в процессе сварки. Кислород O_2 применяется для интенсификации процесса. Дополнительное тепло, выделяемое при его горении, компенсирует недостаток энергии лазера. Например, при поддуве кислорода в процессе резки растет глубина и скорость реза, одновременно поток газа уносит продукты резки в сторону, тем самым улучшая кромку разъединяемых материалов.

Обобщенная функциональная схема лазерной технологической установки

Лазерные технологические установки предназначены для выполнения конкретных операций, например, сварки, чистки, резки, и отличаются друг от друга. В тоже время, они содержат общие функциональные узлы, которые позволяют рассмотреть их устройство в общем виде.

Обобщенная функциональная схема лазерной технологической установки приведена на рис. 24.1.

Она включает лазерный излучатель, источник питания и систему охлаждения лазера, «пилотный» лазер, оптическую систему доставки излучения к месту обработки, защитное стекло, устройство подвода газов к месту обработки, узел перемещения обрабатываемой детали, систему контроля за ходом технологического процесса.

Система охлаждения и источник питания – неотъемлемые узлы любого лазера. Они в основном и определяют размеры технологической установки. При этом конструктивно могут выполняться как в отдельных корпусах, так и в одном корпусе с излучателем.

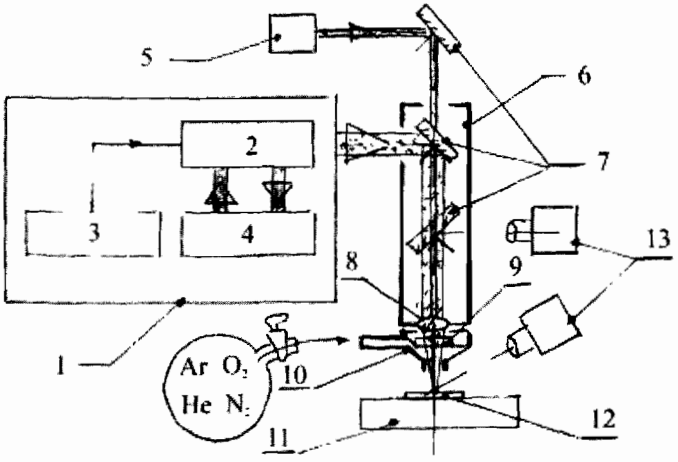


Рис. 24.1. Функциональная схема лазерной технологической установки. 1 – лазер, 2 – излучатель лазера, 3 – источник питания, 4 – система питания, 5 – пилотный лазер, 6 – оптическая система доставки излучения, 7 – отклоняющее зеркало, 8 – фокусирующая оптика, 9 – защитное стекло, 10 – устройство подвода газов, 11 – узел перемещения детали, 12 – обрабатываемая деталь, 13 – система контроля за ходом технологического процесса

Пилотный лазер создает маломощное излучение видимого диапазона, совпадающее в пространстве с невидимым инфракрасным излучением, и позволяет визуализовать его распространение и место попадания на обрабатываемую деталь.

Назначение оптической системы доставки излучения достаточно понятно. Тут следует отметить только то, что оканчивается она фокусирующей оптикой, создающей в месте обработки пятно излучения заданных размеров. Вариантов же исполнения может быть несколько.

Прежде всего, это может быть оптика, конструктивно жестко закрепленная в пространстве. Это может быть также «искусственная рука», позволяющая оператору легко менять место обработки в пространстве. Такая техника может применяться и для CO_2, и для гранатового лазера. Она представляет собой совокупность элементов, внутри которых излучение распространяется прямолинейно, будучи экранированным от внешней среды, соединенных между собой подвижными соединениями для перемещения «руки» в про-

странстве. В своей основе такая конструкция имеет набор отражающих зеркал, установленных в местах излома оптического пути. Механически же эти участки выполнены так, что угол падения излучения на зеркало равен углу отражения от него, причем это соотношение сохраняется при изгибе «руки» (см. разд. 22). Наконец, в последнее время для транспортировки мощного излучения гранатового лазера с успехом применяются многомодовые кварцевые волокна диаметром 200–800 мкм.

Защитное стекло предохраняет фокусирующую оптику от брызг расплавленного материала.

Устройство подвода газов имеет специальный вход для подсоединения к газовому баллону. Выходное сопло устройства обычно конструктивно объединено с защитным стеклом и фокусирующей оптикой.

Узел перемещения обрабатываемой детали представляет собой координатный стол. Он имеет ручной и автоматический привод. В настоящее время он управляется от персонального компьютера. Однако этот вариант устройства не единственен. Очень часто перемещают сам луч, а не деталь. Например, для перемещения луча по детали используют пару зеркал, установленных на гальванометрических подвижках. Они отклоняют луч лазера по углу, разворачивая его по двум взаимно перпендикулярным направлениям. Более сложные траектории задаются программно при работе под управлением компьютера. Возможно и ручное перемещение луча, передаваемого по волокну или «искусственной руке», оператором.

В настоящее время контроль за проведением технологической операции производится с помощью видеокамеры с одновременной записью процесса на видеомагнитофон и визуальным наблюдением по монитору. Существуют варианты, когда наблюдение процесса возможно помощью специальной оптики, установленной в канале доставки излучения к мишени. Оба способа показаны на рис. 24.1.

Особенности современной схемотехники лазерных технологических установок

Как уже говорилось ранее, поиск технологических применений лазеров начался буквально с момента их появления. Совершенствовались лазеры, и параллельно им совершенствовались технологические установки. Вместе с тем, долгое время они оставались достаточно гро-

моздкими, неудобными для перемещения и транспортировки. Работать с ними и осуществлять регулярные профилактические работы по поддержанию работоспособности также было непросто. Для этого от обслуживающего персонала требовались специальные знания и навыки. Все это препятствовало их широкому распространению.

Однако с начала 90-х годов прошлого века ситуация существенно изменилась. Успехи в электронике, включая достижения в элементной базе, схемотехнике силовой электроники, широкое распространение компьютеров и компьютерной грамотности, а также внедрение пластмасс и массы новых материалов позволило создать малогабаритные, фактически настольные, надежно работающие, рассчитанные на широкий круг потребителей лазерные технологические установки. С привлечением компьютерного управления работой установки и видеокамер для контроля за ходом технологического процесса появилась возможность реализовать новые режимы работы, а также повысить воспроизводимость результатов работы. Нельзя не отметить появления волоконных лазеров, очень удобных для технологических применений, а также твердотельных лазеров ближнего ИК-диапазона с накачкой полупроводниковыми лазерными диодами. Эти лазеры имеют больший к.п.д. по сравнению с лазерами, использующими ламповую накачку, и позволяют строить малогабаритные системы с большим сроком службы.

Расширение спектра излучения лазеров в ультрафиолетовую область открывает новые возможности для внедрения лазеров, прежде всего, в приборостроении. Эта область техники быстро развивается в последнее время.

Наконец, появился интерес к использованию импульсов пикосекундной длительности, позволяющих повысить точность и воспроизводимость лазерного воздействия во многих операциях.

ГЛАВА 25

УСТРОЙСТВА ЗАПИСИ И ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОПТИЧЕСКИХ ДИСКОВ

Использование оптического метода для записи звуковых сигналов впервые было применено в начале прошлого века с появлением звукового кино. Использовался принцип аналоговой записи сигнала. Звуковой сигнал записывался на один из краев киноленты при её движении сфокусированным лучом некогерентного источника света и представлял собой, по существу, осциллограмму электрического сигнала с выхода микрофона, с которого производилась запись. При воспроизведении движущаяся лента просвечивалась лучом света обычной лампы накаливания, за просвечиваемой кинопленкой находился фотоэлемент, преобразующий модулированный по интенсивности световой сигнал в исходный электрический. Далее этот сигнал усиливался и поступал на звуковоспроизводящие устройства – динамики.

Кроме кино, этот метод широкого применения не нашел по ряду причин. Основные из них две: отсутствие технологичного и удобного в обращении носителя записи и низкая информационная емкость на единицу его поверхности, связанная с использованием некогерентного источника света. Аналоговому методу присущ ряд недостатков: ограниченный динамический диапазон, любые физические повреждения поверхности кинопленки распознаются считывающим устройством как полезный сигнал, что в итоге приводит к снижению отношения сигнал/шум или полной утрате информации. Развитие микроэлектроники и создание когерентных источников света – лазеров позволило к началу 90-х годов двадцатого века перейти к новому способу оптической записи и хранения информации – цифровому.

Суть метода легко понять из рис. 25.1, на котором показана временная выборка звукового сигнала [56]. Если этот отрезок времени разбить на n частей, а амплитуду сигнала представить в виде шкалы с

m уровнями, то точки этой кривой будут описываться координатами (n_i,m_k). Очевидно, что чем короче отрезки на оси времени и чем на большее число уровней (шагов квантования) разбита шкала амплитуды, тем ближе дискретное представление сигнала к истинному значению. Для измерения амплитуды сигнала удобно использовать двоичную систему исчисления. На рис. 25.1, *в* значения шкалы ампли-

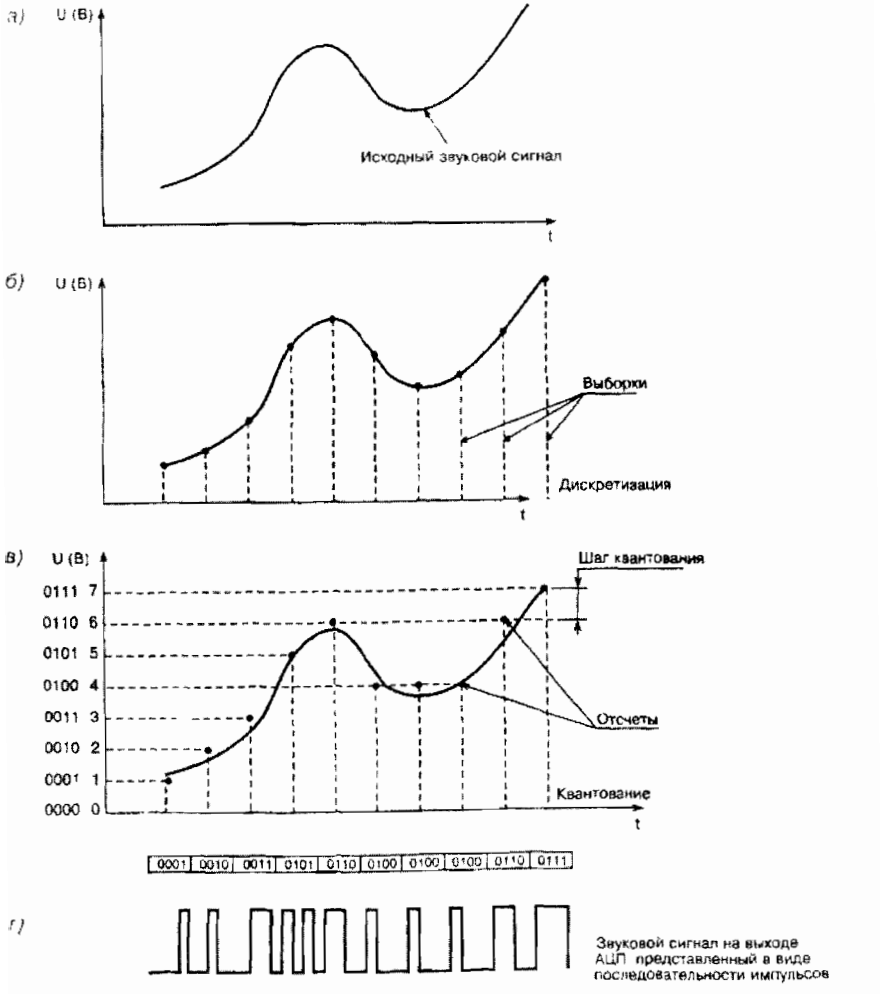


Рис. 25.1. Процесс аналого-цифрового преобразования сигнала (а, б, в), звуковой сигнал на выходе АЦП, представленный в виде последовательности импульсов (г)

туды сигнала представлены в общепринятой десятичной системе исчисления. Слева от этих значений на вертикальной оси дан их перевод в двоичную систему. Под осью абсцисс приведены значения отсчетов в двоичной системе, соответствующие кривой нашего сигнала, взятые в различные равноотстоящие отрезки времени. На этом же рисунке под осью абсцисс приведен вид сигнала на выходе аналого-цифрового преобразователя (АЦП). Он представляет собой последовательность прямоугольных импульсов. Промежутки между импульсами соответствуют нулям, а наличие импульсов соответствует единицам двоичных чисел. Длительность паузы одного нуля или импульса одной единицы одинакова и задана преобразователем. Количество шагов квантования определяется разрядностью двоичного числа, которое может быть записано в память устройства преобразования сигнала.

На рис. 25.1 использованы трехразрядные двоичные числа, в реальных проигрывателях применяют 16 разрядные числа, что позволяет получить $65536 = 2^{16}$ отсчетов сигнала. Требования по частоте (шагу) дискретизации во времени определяются значением верхней частоты присутствующей в спектре звукового сигнала. Если верхняя частота равна 20 кГц, то частота дискретизации должна быть не менее 40 кГц, на практике она выбрана с запасом и составляет 44,1 кГц. Эта частота дискретизации задается генератором с кварцевой стабилизацией частоты. Далее эта последовательность перед записью подвергается специальному кодированию с целью уменьшения числа ошибок при считывания диска как из-за погрешностей в работе оптической системы, так и из-за повреждений поверхности диска.

25.1. Описание принципа цифровой оптической записи. Структура оптического диска

Первые оптические диски с записью стереофонических программ появились в 1982 году после утверждения МЭК (Международная электротехническая комиссия) стандарта цифровой записи и стали называться компакт дисками (англ. CD). Структура диска представлена на рис. 25.2, его диаметр – 120 мм, толщина – 1,2 мм, в центре находится отверстие диаметром 15 мм, в которое входит

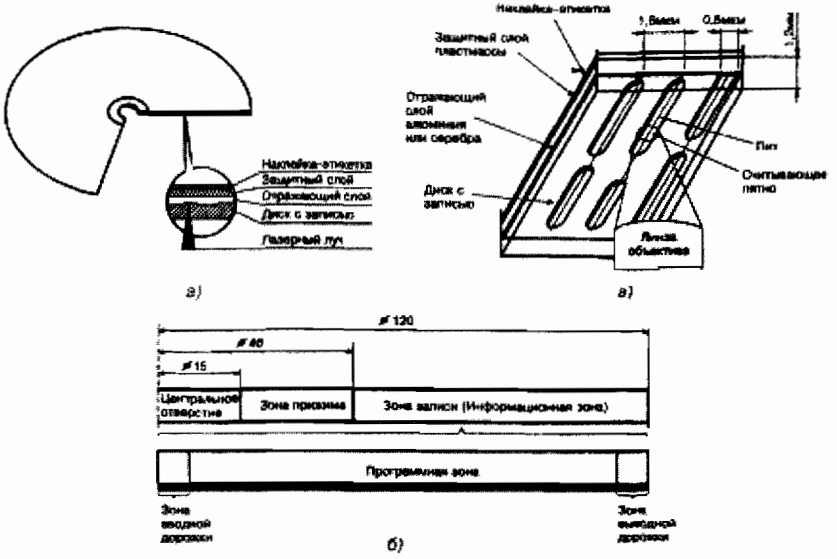


Рис. 25.2. Структура CD диска (а, б), расположение записанной информации на поверхности диска (в)

шпиндель привода проигрывающего устройства. На одной стороне диска печатается этикетка с его названием, а другая является информационной. Если посмотреть на поперечный разрез диска, то можно увидеть, что этикетка диска нанесена на тонкий защитный слой, с другой стороны на него напылением нанесен отражающий свет слой металла (алюминий, серебро) и далее идет собственно информационный слой (материал – поликарбонат, показатель преломления $n = 1{,}55$). Структура этого слоя при большом увеличении имеет вид спиральных дорожек, каждая из которых состоит из следующих друг за другом рельефных выступов и углублений между ними. Ширина дорожки записи составляет 0,5 мкм, расстояние между соседними дорожками 1,6 мкм, а длина всей спирали более 5 км, глубина провалов составляет 0,12 мкм. Глубина провала или высота выступа выбрана таким образом, чтобы фаза отраженного луча света лазера считывания при прохождении выступа изменялась бы на 180° по сравнению с фазой луча, отраженного от впадины. Интерферируя в фотоприемнике с основным лучом лазера, эти два луча дадут в одном случае отсутствие сигнала «0», а в другом – наличие «1».

В отличие от диска с механической записью, в CD-диске воспроизведение начинается от центра к краю, сначала записывается информация о названии и содержании диска (вводная дорожка), далее записывается звуковая программа, и за ней ближе к краю диска расположена зона выводной дорожки, содержащая информацию о конце записи. Максимальное время записи стереофонической программы при частоте дискретизации 44,1 кГц и 16-разрядном квантовании составляет 74 мин.

25.2. Устройство оптического проигрывателя CD и DVD дисков

Рассмотрим устройство CD-проигрывателя [56]. Проигрыватель содержит двигатель вращения диска и электронную схему управления скоростью вращения. В процессе проигрывания диска необходимо поддерживать постоянную скорость ввода информации в обрабатывающее устройство равную, 150 кб/с, поэтому по мере перемещения оптической головки считывания от центра диска к краю скорость вращения уменьшается. Перемещение оптической головки вдоль радиуса диска осуществляется вторым двигателем (рис. 25.3). Самым ответственным узлом CD-проигрывателя является оптическая головка. Используются две оптические схемы: однолучевая и трехлучевая, последняя наиболее употребительна (рис. 25.4).

Рассмотрим устройство и принцип работы оптической головки. Источником света в ней является полупроводниковый лазер мощностью $P \approx 2$ мВт, с длиной волны излучения $\lambda = 780–820$ нм. В корпус лазера встроен фотодиод, который регистрирует уровень мощности, излучаемый лазером, и в случае ее изменения сигнал с фотодиода поступает на схему управления током лазера, которая поддерживает заданный уровень мощности при старении лазера. Луч лазера, пройдя дифракционную решетку, в результате дифрак-

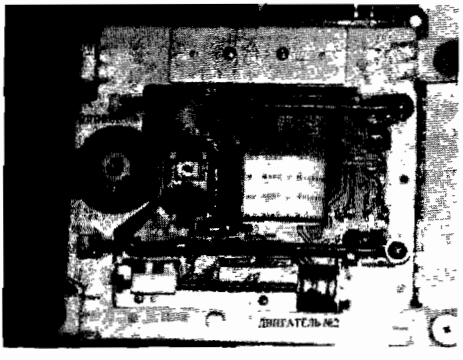


Рис. 25.3. Устройство CD-проигрывателя

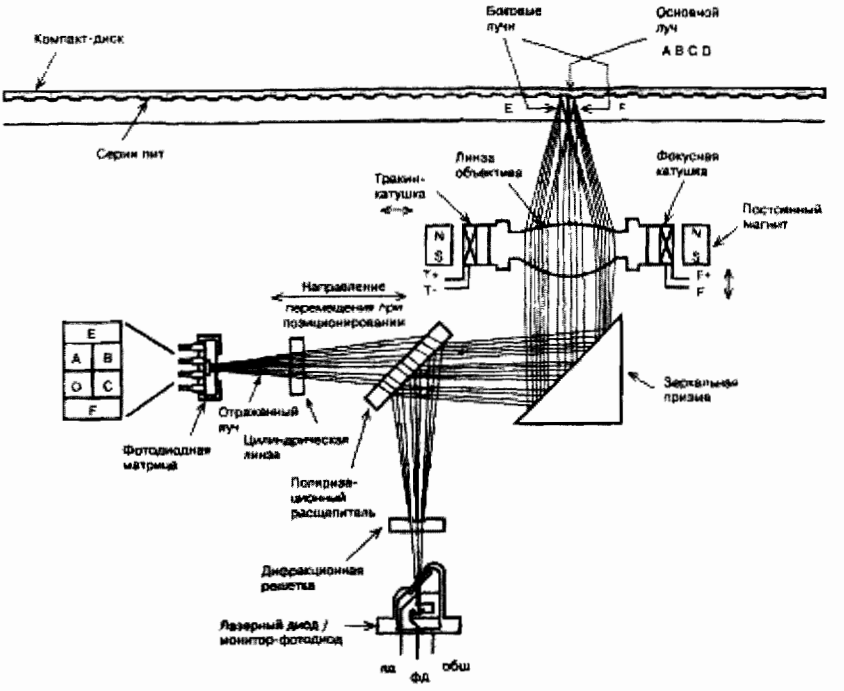


Рис. 24.4. Трехлучевая схема считывания сигналов с CD диска

ции делится на три луча: основной луч (нулевой порядок) и два боковых луча (± первый порядок). Светоделительным зеркалом эти три луча делятся на части, которые направляются на фотодиодную матрицу и через призму и фокусирующую линзу объектива попадают на поверхность диска. Для успешной работы проигрывателя необходимо обеспечить движение считывающего луча лазера строго по дорожке записи. Эксцентриситет диска приводит к радиальным биениям и уводу дорожки записи из-под луча лазера, а его коробление – к изменению расстояния от линзы до поверхности диска, что приводит к нарушению фокусировки (глубина резкости объектива составляет ±1,9 мкм, а биения в вертикальной плоскости достигают ±0,5 мм при максимальном ускорении 10 м/с^2) луча и захвату соседних дорожек.

Фотодиодная матрица содержит 6 фотодиодов (рис. 25.5). Диоды A, B, C, D предназначены для приема информационных сигналов с диска и участвуют в работе системы фокусировки лучей. Диоды E,

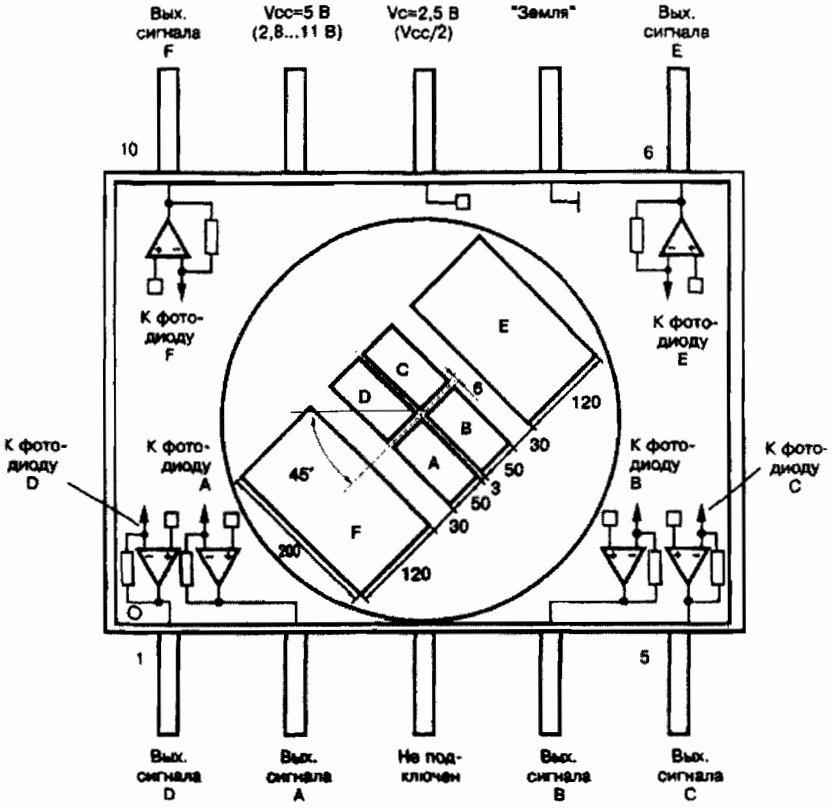


Рис. 25.5. Фотодиодная матрица

F являются элементами следящей системы удержания луча лазера на дорожке записи. Рассмотрим работу этой системы.

На рис. 25.6 показано расположение трех лучей лазера относительно дорожки записи. Световое пятно центрального луча лазера, посредством которого считывается записанная информация, расположено симметрично относительно оси дорожки, а пятна боковых лучей освещают только левую и правую половины дорожки соответственно. Диоды *E* и *F* соединены с входами дифференциального усилителя (рис. 25.7). При правильном освещении дорожки записи лазером токи диодов равны и сигнал на выходе усилителя равен нулю. При смещении луча лазера относительно оси дорожки баланс токов диодов нарушается, и на выходе усилителя появляется сигнал

того или иного знака, который поступает на катушку управления перемещением линзы объектива в горизонтальной плоскости. Для фокусировки луча лазера используются четыре других диода. Мерой изменения геометрических размеров пятна лазера на дорожке записи из-за вертикальных биений поверхности диска служит неравномерность распределения интенсивности света на поверхностях фотодиодов A, B, C, D. Обнаружить и измерить эти изменения можно с помощью различных оптических устройств. Наиболее простым и часто используемым является применение астигматических (цилиндрических) линз. Сечение луча лазера в поперечной плоскости имеет вид эллипса. Принцип работы системы фокусировки основан на измерении длины и положения в пространстве большей из осей эллипса. С этой целью на пути отраженного от поверхности диска луча лазера ставится цилиндрическая линза.

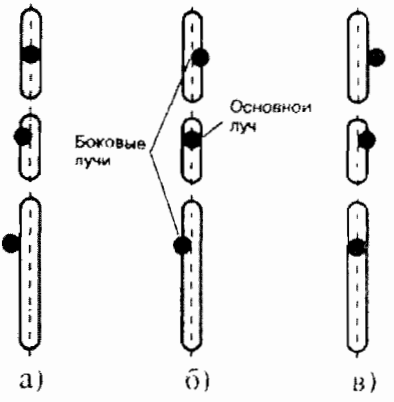


Рис. 25.6. Расположение трех лучей лазера относительно дорожки записи: а) следящий луч слева, б) следящий луч совпадает с центром дорожки, в) следящий луч справа

На рис. 25.8 показано изменение формы поперечного сечения луча на пути от линзы до поверхности фотодиодов. Если поверх-

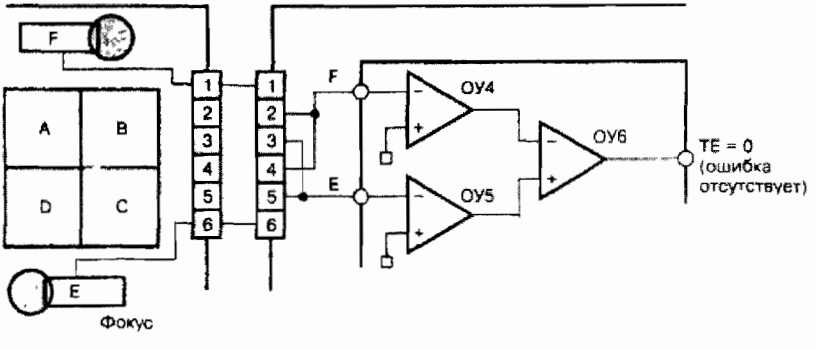


Рис. 25.7. Электрическая схема получения сигналов слежения за дорожкой

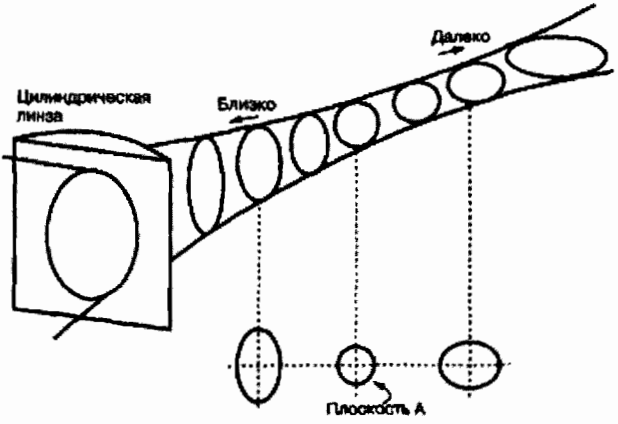


Рис. 25.8. Пояснение способа фокусировки лазерного луча на поверхности CD диска

ность диска совпадает с фокальной плоскостью линзы объектива, то сечение луча на поверхности фотодиодов имеет форму круга; при нарушении этого условия круг превращается в эллипс, положение большой оси которого на поверхности фотодиодной матрицы зависит от направления выхода плоскости диска из фокальной плоскости линзы (рис. 25.9). Сигналы фокусировки, слежения за дорожкой записи и информационные от фотодиодов матрицы получают по следующим формулам:

- фокусирующий сигнал $U_ф = U_A + U_C - U_B - U_D$;
- сигнал слежения $U_с = U_F - U_E$;
- информационный сигнал $U_и = U_A + U_B + U_C + U_D$.

Рассмотрим техническую реализацию описанных выше способов управления оптической системой проигрывателя. На рис. 25.10, 25.11 показана схема и реальная конструкция оптической головки. Линза объектива крепится к держателю на деформируемой в двух плоскостях платформе (например, резиновой), на которой укреплены катушки фокусировки и катушки слежения за дорожкой записи (трэкинг катушки). Для повышения эффективности управления использована симметричная конструкция с двумя постоянными магнитами и двумя группами катушек. При протекании тока в проводниках катушки и при наличии в зоне расположения катушек неоднородного

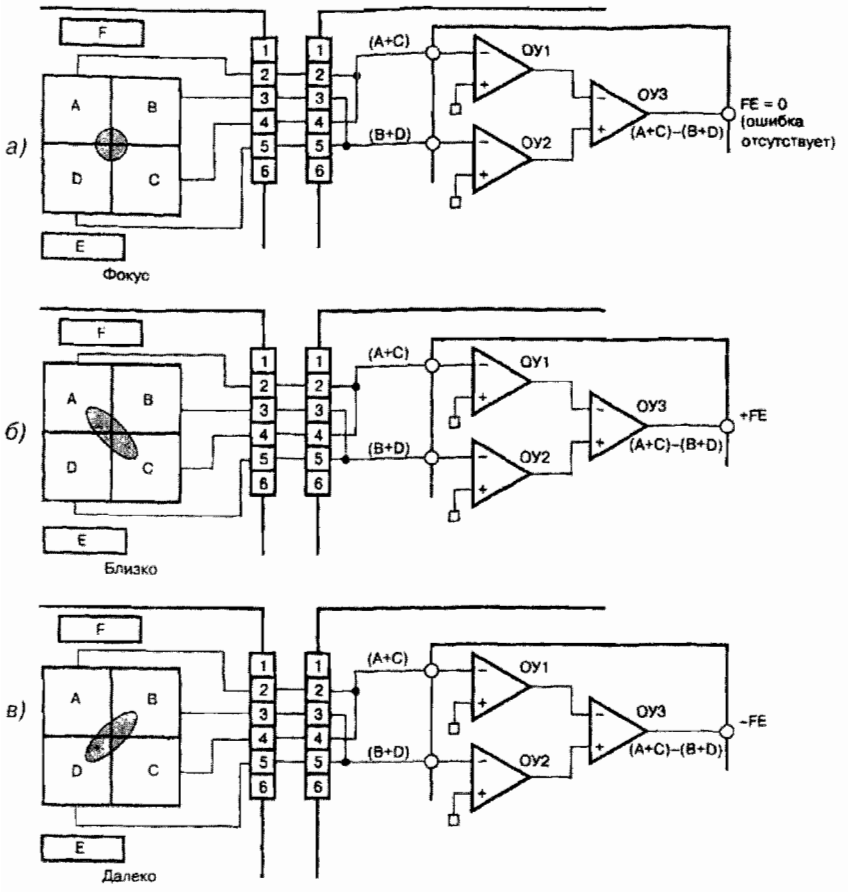


Рис. 25.9. Электрическая схема создание сигналов управления фокусировкой: а) – луч в фокусе, б, в) – вне фокуса

постоянного магнитного поля на них действуют силы Ампера, пропорциональные токам, направление векторов сил зависит от направлений токов в катушках. Под действием этих сил происходит деформация подвеса линзы в требуемых направлениях и восстановление фокусировки с сохранением положения светового пятна лазера па дорожке записи. Информационный сигнал с диодов A, B, C, D усиливается, декодируется, проходит обратное преобразование в цифроаналоговом преобразователе (ЦАП) (рис. 25.12), корректируется фильтром нижних частот и далее поступает на усилитель низкой час-

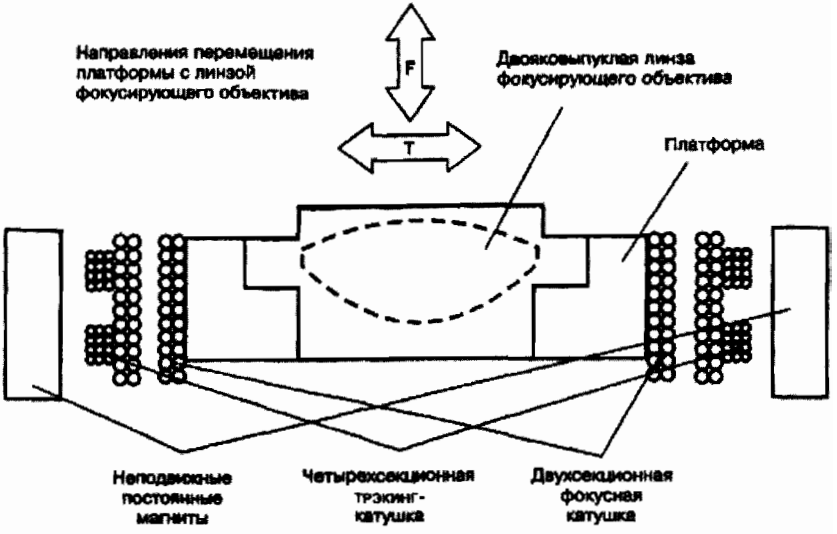


Рис. 25.10. Устройство оптической головки

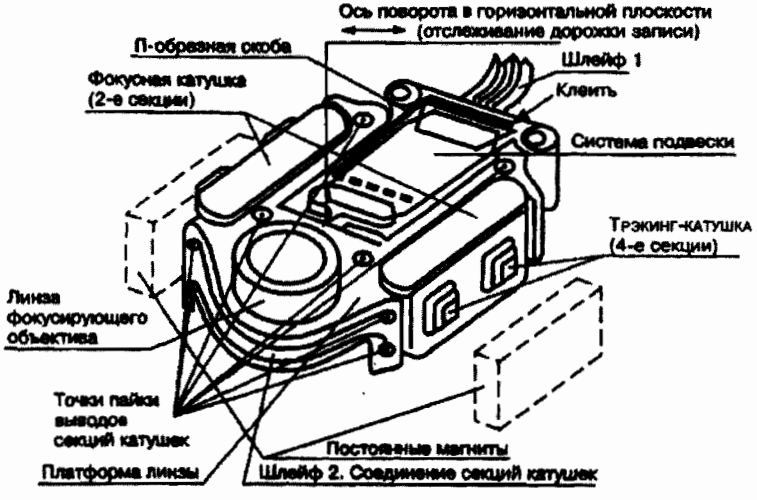


Рис. 25.11. Реальная конструкция оптической головки

тоты и динамик. Тиражирование CD дисков производится путем прессования с мастер-матриц на основу из пластической массы.

Аналогичную конструкцию имеют проигрыватели DVD дисков. Название DVD в настоящее время расшифровывается как Digital

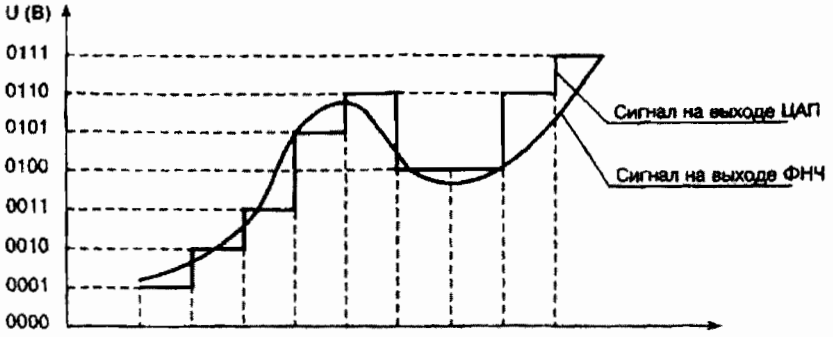


Рис. 25.12. Процесс цифро-аналогового преобразования сигналов с CD диска

Versatile Disk – универсальный цифровой диск. Конструктивно DVD диск представляет собой «слойку» из двух пластин, каждая их них повторяет структуру CD диска. В табл. 25.1 приведены сравнительные характеристики CD и DVD стандартов записи. Использование лазера с более короткой длиной волны позволило уменьшить диаметр сфокусированного луча лазера и тем самым уменьшить ширину дорожки записи и расстояние между дорожками, с использованием других методов кодирования сигналов удалось довести информационную емкость диска до 4,7 Гб. Уменьшение ширины дорожки записи привело к некоторому видоизменению способа слежения луча лазера за дорожкой. Появление двухслойных и двухсторонних дисков позволило увеличить информационную емкость диска до 18,8 Гб и записывать не только звуковые программы, но и видеофильмы.

Таблица 25.1

Тип диска	CD	DVD
Длина волы лазера	789 нм	650 нм
Ширина дорожки	1,6 мкм	0,74 мкм
Расстояние между дорожками записи	0,83 мкм	0,4 мкм
Информационная емкость	680 Мб	4,7 Гб
Скорость считывания	150 кб/с	1350 кб/с
Линейная скорость вращения	1,3 м/с	3,49 м/с

Кроме печатных (штампованных) дисков существуют диски, позволяющие с помощью одного и того же лазера не только считывать информацию, но и записывать, при этом есть возможность стирания и многократной перезаписи диска (от 1 тыс. до 100 тыс. раз). Существует следующая классификация такого рода дисков:

- CD-R, DVD-R, DVD+R – диски с одноразовой записью;
- CD-RW, DVD-RAM, DVD-RW, DVD+RW – диски с многократной записью.

Диски с многократной записью имеют в своей основе один и тот же физический принцип и могут отличаться способом размещения информации на поверхности диска, и поэтому требуют различных приводов чтения этих дисков (DVD-RAM диски). Структура CD-R диска показана на рис. 25.13. Диск имеет ту же толщину, что и обычный CD диск. На основу из поликарбоната толщиной 0,6 мм нанесен светоотражающий слой из золота или серебра. На отражающий слой наносится активный слой, на котором производится запись. Активный слой изготавливают из синтетических красителей: цианин (cyanine) или фталоцианина (phtalocyanine). Диски на основе фталоцианина менее чувствительны к воздействию света после записи, что позволяет использовать их для долговременного хранения информации (100 лет) в разного рода архивах. Рабочий слой покрыт прозрачным защитным слоем. Под действием сфокусированного луча света мощного полупроводникового лазера (P = 12,5 мВт), работающего в импульсном режиме, при записи происходит изменение коэффициента прозрачности красителя. В точках воздействия лазера происходит разогрев красителя, и он теряет прозрачность. Таким образом, записывается требуемая последовательность нулей и единиц соответствующей программы. Считывание производится обычным образом при малом уровне мощности лазера (P = 2,5 мВт).

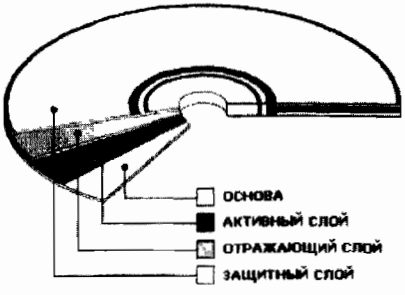


Рис. 25.13. Структура CD-R диска

Следует заметить, что отраженный световой сигнал, поступающий на вход фотоприемного устройства, составляет 70% от уровня световых сигналов обыч-

ных штампованных дисков. Поэтому проигрыватели ранних выпусков могут этот тип дисков не воспринимать.

Отличие CD-RW дисков от CD-R заключается в материале записывающего слоя. В CD-RW дисках записывающий слой из специального органического материала может находиться либо в аморфном, либо в кристаллическом состоянии. И мы можем управлять процессом перехода вещества из одного состояния в другое. Если нагреть регистрирующий слой до достаточно высокой температуры и затем быстро охладить его, то вещество слоя перейдет в аморфное состояние, что и происходит при записи. На чистом диске CD-RW регистрирующий слой находится в кристаллическом состоянии. Мощный луч записывающего лазера разогревает участок дорожки и выключается, диск быстро остывает, и в этом месте активный слой переходит в аморфное состояние. Для возврата вещества в кристаллическое состояние его опять нагревают, но до меньшей температуры (уменьшают мощность лазера). Такая операция может быть повторена для CD-RW дисков около 1000 раз. Такая же методика используется и в работе с DVD-RW дисками, разница заключается в длине волны используемого лазера. Для облегчения процесса записи на болванки (заготовки) методом штамповки наносится спиральная канавка, по которой направляется луч лазера.

Литература

1. Померанцев Н.М., Рыжков В.М., Скроцкий Г.В. Физические основы квантовой магнитометрии. М.: Наука, 1972. 448 с.
2. Абрагам А. Ядерный магнетизм. М.: Изд-во иностр. лит., 1963. 551 с.
3. Жерновой А.И., Латышев Т.Д. Ядерный магнитный резонанс в проточной жидкости. М.: Атомиздат, 1964, 215 с.
4. Квантовая радиофизика / Под ред. В.И. Чижика. СПб.: Изд-во Санкт-Петербургского государственного университета, 2004. 689 с.
5. Жерновой А.И. Ядерно-магнитные расходомеры. Л.: Машиностроение, 1985, 256 с.
6. Лундин А.Г., Федин Э.И. ЯМР-интроскопия. М.: Наука, 1986. 224 с.
7. Бородин П.М., Лабзов Л.Н. Физические основы квантовой радиофизики. Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1982. 344 с.
8. Штейншлейгер В.Б., Мисежников Г.С, Лифанов П. С. Квантовые усилители СВЧ (мазеры). М.: Наука, 1971. 431 с.
9. Пул Ч. Техника ЭПР-спектроскопии. М.: Мир, 1970. 568 с.
10. Вертц Дж., Болтон Дж. Теория и практические приложения метода ЭПР.М.: Мир, 1975. 548 с.
11. Корниенко Л.С., Штейншлейгер В.Б. Квантовые усилители и их применение в космических исследованиях // Успехи физических наук. 1970. Т. 126. С. 287–291.
12. Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике. М.: Наука, 1984. 320 с.
13. Рябов С.Г., Торопкин Г.Н., Усольцев И.Ф. Приборы квантовой электроники. М.: Радио и связь, 1985. 280 с.
14. Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М.: Сов. радио, 1966. С. 475.
15. Фокс А., Ли Т. Резонансные типы колебаний в интерферометре квантового генератора // Лазеры / Пер. с англ. под ред. М.И. Жаботинского и Т.А. Шмаонова. М., 1963. С. 325–362.
16. Дудкин В.И., Тарханов В.И. Импульсные методы магнитного резонанса: Учебное пособие. СПб.: Изд-во СПбГТУ, 1998, 160 с.
17. Функциональные устройства обработки сигналов (основы теории и алгоритмы): учебное пособие для вузов / С.А. Баруздин, Ю.В. Егоров, Б.А. Калиникос и др.; Под ред. Ю.В. Егорова. М.: Радио и связь, 1997. 287 с.
18. Дудкин В.И., Петрунькин В.Ю., Тарханов В.И. Анализ сигналов спинового эха в многоимпульсном эксперименте // Радиотехника и электроника. Т. 29 (1984). № 4. С. 732–740.

19. Мимс В. Детектирование радиолокационных сигналов с частотно-модулированным заполнением посредством электронного спинового эха // ТИИЭР. Т. 5 (1963). № 8. С. 1127–1135.
20. Дудкин В.И., Рубинов С.В. Электрически управляемая СВЧ линия задержки // Современные технологии извлечения и обработки информации: Сборник научных трудов. СПб.: ОАО «Радиоавионика», 2001. С. 206–210.
21. Андреев П.А., Пахомов Л.Н., Петрунькин В.Ю. Оптический квантовый генератор одиночных импульсов пикосекундной длительности // Изв. Вузов, Приборостроение. Т. 15 (1972). № 11.
22. Дудкин В.И., Пахомов Л.Н. Основы квантовой электроники: Учебное пособие для вузов. Спб.: Изд-во СПбГТУ, 1999. 306 с.
23. Ацаркин В.А., Скроцкий Г.В., Сороко Л.М. ЯМР-интроскопия. УФН. Т. 135 (1981). Вып. 2. С. 285–315.
24. Гречишкин В.С., Синявский Н.Я. Локальный ЯКР в твердых телах. УФН. Т. 163 (1993). Вып. 10. С. 95–119.
25. Сафин И.А., Осокин Д.Я. Ядерный квадрупольный резонанс в соединениях азота. М.: Наука, 1977.
26. Петрунькин В.Ю., Пахомов Л.Н. Приборы квантовой электроники. Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1983. 252 с.
27. О'Шиа Д., Коллен Р., Родс У. Лазерная техника. М.: Атомиздат, 1980, 257 с.
28. Лосев С.А. Газодинамические лазеры. М.: Наука, 1977. 335 с.
29. Лехотов В.С., Чеботаев В.П. Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения. М.: Наука, 1990. 512 с.
30. Hansch T.W., Schawlow A. L. Oht. Comm. 1975. V. 13. P. 68.
31. Демтредер В. Лазерная спектроскопия. М.: Наука, 1985. 607 с.
32. Пилипенко А.Т., Пятницкий И.В. Аналитическая химия. Т. 2. М. Химия, 1990, 844 с.
33. Фишман А.И. Спектроскопия когерентного антистоксова рассеяния света // Соровский образовательный журнал. Физика. 2001. Т. 7. С. 105–110.
34. Кольер Р., Бернхарт К, Лин Л. Оптическая голография. М.: Мир, 1973. 686 с.
35. Егоров Б.В., Наумов К.П., Ушаков В.Н. Акустические процессоры. М.: Радио и связь, 1991.
36. Мустель Е.Р.. Парыгин В.Н. Методы модуляции и сканирования света. М.: Наука, 1970.
37. Sagnac M.G. C.R. Acad. Sci. V157, p. 708 (1913).
38. Michelson A.A., Gale H.G., Pearson F. Astrophys J. V61, p. 130 (1925).

39. Андронова Н.А., Малыкин Г.Б. УФН. Т. 172, С. 849 (№ 8). 2002.
40. Бычков С.И., Лукьянов Д.П., Бакаляр А.И. Лазерный гироскоп. М.: Сов радио, 1975. 424 с.
41. Christiansen D. Laser gyro comes in quarts. Electronics. V. 39. P. 183 (1965).
42. Денисов В.И. и др. Квантовая электроника. Т. 26. С. 171 (1999).
43. Лехотов В.С. Нелинейные селективные фотопроцессы в атомах и молекулах. М.: Наука, 1983. 240 с.
44. Бохан П.А., Бучанов В.В. и др. Лазерное разделение изотопов в атомных парах. М.: Физматгиз, 2004. 205 с.
45. Изотопы. Свойства, получение, применение / Под ред. В.Ю. Баранова. М.: Изд. АТ, 2005. 600 с.
46. Лазерная техника и технология. В 7 кн. / Под ред. д.т.н., профессора А.Г. Григорьянца. М.: Высш. шк., 1988. 207 с.
47. Справочник по лазерной технике: Пер. с нем. / Под ред. проф. А.П. Напартовича. М.: Энергоатомиздат, 1991. 544 с.
48. Применения лазеров: Пер. с англ. / Под ред. д.т.н. В.П. Тычинского. М.: Мир, 1974. 445 с.
49. Лазерный абсорбционный анализ и его приложение в геологии, геофизике и экологии / Под ред. А.И. Попова. М.: Энергоиздат, 1982. 60 с.
50. Захаров В.М., Костко О.К., Хмелевич С.С. Лидары и исследование климата. Л.: Гидрометеоиздат, 1990. 320 с.
51. Лазерный контроль атмосферы / Под ред. Э.Д. Хинкли. М.: Мир, 1979. 486 с.
52. Mokrushin Yu.M., Shakin O.V. J. Russ. Laser, v. 17 (1996), p. 381.
53. Martinsen R.J., Karakawa M., M.C. Dowell R.S. Proc. SPIE, 3000-30, 150, 1997.
54. Прикладная лазерная медицина: Учебное и справочное пособие / Под ред. Х.-П. Берлиена, Г.Й. Мюллера; сокр. пер. с немецк. под ред. Н.И. Коротеева, О.С. Медведева. М.: Интерэксперт, 1997. 350 с.
55. Хорнак Д.П. http://www.mritutor.org/mritutor; www.cis.rit.edu/people/faculty/hornac
56. Авраменко Ю.Ф. Схемотехника CD-проигрывателей // Наука и Техника. СПб., 2003. 189 с.

Заявки на книги присылайте по адресу:
125319 Москва, а/я 594
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

Дудкин Валентин Иванович
Пахомов Лев Николаевич
Квантовая электроника. Приборы и их применение

Компьютерная верстка — О.Н. Поспелова
Корректор — А.В. Бодрова
Дизайн книжных серий — С.Ю. Биричев
Ответственный за выпуск — О.А. Казанцева

Формат 60x90/16. Печать офсетная
Гарнитура Ньютон
Печ. л. 27. Тираж 2000 экз. Зак. № 696
Бумага офсет № 1, плотность 65 г/м²

Издательство «Техносфера»
Москва, Лубянский проезд, дом 27/1

Диапозитивы изготовлены ООО «Европолиграфик»

Отпечатано в ООО «Чебоксарская типография № 1»,
428019, г. Чебоксары, пр. И. Яковлева, 15

ЗОЛОТОЙ ШАР ™

электронные компоненты

Золотая середина цены и качества!

ПРОГРАММА ПОСТАВОК

	ИМС	Полупроводники	Силовые приборы	Оптоэлектроника	Конденсаторы	Резисторы	Резонаторы	Соединители	Материалы
ОТЕЧЕСТВЕННЫЕ									
Восход	●								
Интеграл	●	●							
Исеть								●	
Квазар	●								
Кремний	●	●	●						
Кулон					●				
Монолит					●				
НЗПП	●	●							
НЗРД					●				
Октябрь								●	
Протон				●					
Резистор						●			
Светлана		●	●						
Транзистор		●	●						
Элеконд					●				
ФЗМТ			●						
ИМПОРТНЫЕ									
AGILENT	●	●		●					
AMD	●								
Bergquist									●
Fairchild	●	●							
Freescale (Motorola)	●		●	●					
HOLT	●								
Infineon	●	●		●					
International Rectifier			●						
Intersil	●		●						
ISSI	●								
Linear Technology	●		●						
National Semiconductor	●	●							
On Semi	●	●							
OSRAM				●					
Samtec								●	
Texas Instruments	●			●					
Toshiba	●	●	●	●					
WIMA					●				

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ ОФИС:
Москва
Лубянский пр-д, 27/1
Тел.: (495) 234-0110
Факс: (495) 956-3346
E-mail: sales@zolshar.ru
http://www.zolshar.ru

ПРЕДСТАВИТЕЛЬСТВА:
С.-Петербург: т/ф.: (812) 325-75-44
Екатеринбург: т/ф.: (343) 212-18-10
Ижевск: т/ф.: (3412) 42-52-41
Новосибирск: т/ф.: (3832) 46-24-73
Минск: т/ф.: (375-172) 78-09-14
Киев: т/ф.: (044) 229-77-40

LaserGraver

Лазерные плоттеры LaserGraver4000S PCB для шаблонов печатных плат и микросборок

ВЫСОКОЕ РАЗРЕШЕНИЕ ВАШИХ ПРОБЛЕМ – ТЕПЕРЬ 10160 dpi!

- РАСТРОВЫЙ МЕТОД ЗАПИСИ
- КОНСТРУКЦИЯ "ВНЕШНИЙ БАРАБАН"
- ПОЛНОЕ ОТСУТСТВИЕ ХИМИИ
- ШИРОКИЙ ДИАПАЗОН ФОРМАТОВ
- КЛАСС ПЕЧАТНЫХ ПЛАТ – ДО 5-ГО
- СОВРЕМЕННЫЙ ВОЛОКОННЫЙ ЛАЗЕР
- КАЧЕСТВО И НАДЕЖНОСТЬ
- ЕДИНЫЙ ПРОГРАММНО-АППАРАТНЫЙ КОМПЛЕКС
- ПРОГРАММНАЯ СОВМЕСТИМОСТЬ
- ПРОИЗВОЛЬНАЯ ФОРМА ПРОВОДНИКОВ И ПЛОЩАДОК
- РАБОТА ПРИ ДНЕВНОМ ОСВЕЩЕНИИ
- ПОДДЕРЖКА КЛИЕНТОВ
- ОПЫТ РАБОТЫ БОЛЕЕ 170 СИСТЕМ В РОССИИ И ЗАРУБЕЖОМ
- ЭКОЛОГИЧЕСКАЯ ЧИСТОТА
- УНИВЕРСАЛЬНОСТЬ
- РАЗРЕШЕНИЕ – 508...10160 dpi
- ВЫСОКАЯ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТЬ

НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ

- РАЗРЕШЕНИЕ ДО 10160 dpi
- ЗАПИСЬ МИКРОСБОРОК
- ПЛЕНКА 175 мкм

АЛЬФА
125480 Москва, а/я 45,
Т./ф.: (495) 494-0500, 9588
E-mail: sales@alphalaser.ru
http://www.alphalaser.ru

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ
ЗАО "Полупроводниковые приборы" производит мощные полупроводниковые лазеры с длиной волны излучения в диапазоне 790-980 нм и выходной оптической мощностью до 4 Вт в непрерывном режиме.
Также мы предлагаем блоки питания лазерных диодов, оптические насадки и приборы на базе полупроводниковых лазеров.
Путем сложения отдельных компонентов (лазерный диод, лазерная головка, блок питания) можно сформировать законченную лазерную систему, отлично подходящую как для исследовательских, так и для учебных целей.
194156, Россия, Санкт-Петербург, а/я 29 http://www.atcsd.ru
Тел. +7(812)294-2532, факс +7(812)703-1526, e-mail: sales@atcsd.ru

Монохроматоры
Перестраиваемые лазеры
Nd:YAG лазеры
Спектрометры
Лазерная оптика
SOLAR®
LASER SYSTEMS
ЗАО "СОЛАР Лазерные Системы"
Республика БЕЛАРУСЬ
220024 Минск, пер. Стебенёва 4
факс: 375 (17) 2019596
тел.: 375 (17) 2019490
e-mail: solaris@infonet.by
www.solarlaser.com

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

мир
электроники

В. И. ДУДКИН, Л. Н. ПАХОМОВ

Квантовая электроника. Приборы и их применение

ДУДКИН ВАЛЕНТИН ИВАНОВИЧ – Д.Ф.-М.Н., ПРОФЕССОР, ЗАВ. КАФЕДРОЙ "КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА" СПбГПУ. АВТОР БОЛЕЕ 100 НАУЧНЫХ ТРУДОВ И УЧЕБНЫХ ПОСОБИЙ

ПАХОМОВ ЛЕВ НИКОЛАЕВИЧ – Д.Ф.-М.Н., ПРОФЕССОР КАФЕДРЫ "КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА" СПбГПУ. АВТОР БОЛЕЕ 100 НАУЧНЫХ ТРУДОВ И УЧЕБНЫХ ПОСОБИЙ

ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ, ХАРАКТЕРИСТИКИ КВАНТОВЫХ МАГНИТОМЕТРОВ, ПАРАМАГНИТНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ, РАЗЛИЧНЫХ ЛАЗЕРОВ

ISBN 5-94836-076-8
9 785948 360768 >

ТЕХНОСФЕРА