

ПРАКТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ
В ФИЗИКУ ЛАЗЕРОВ



Учебник написан для студентов, обучающихся на естественнонаучных факультетах Новосибирского государственного университета. Основная задача «Практического введения в физику лазеров» – изложение основ лазерной физики в объеме, достаточном для осознанного выполнения лабораторных работ по теме «Оптика лазеров» в практикуме по физической оптике кафедры общей физики ФФ НГУ. Для понимания изложенного материала необходимо наличие базовых знаний по классической электродинамике и оптике. В случаях, когда для объяснения процессов и явлений становится необходимым привлечение концептуальных основ квантовой физики, проблема рассматривается на популярном уровне параллельно с изложением истории возникновения квантовой механики. В последней главе учебника приведено описание процесса выполнения лабораторных работ.

Все отмеченные **цветом** элементы текста электронного учебника являются внутренними (формулы, рисунки, литературные источники) либо внешними **гиперссылками**.

Оглавление

1. Излучение и его спектр	5
§ 1.1. Классическая физика	5
1.1.1. Линии Фраунгофера	6
1.1.2. Опыты Киргхофа и Бунзена	7
1.1.3. Закон излучения Киргхофа	8
1.1.4. Термодинамика излучения	9
1.1.5. Опыты Люммера и Прингсхейма	10
§ 1.2. Квантовая природа излучения	13
1.2.1. Формулы Бальмера и Ридберга	13
1.2.2. Модель атома Бора–Резерфорда	14
1.2.3. Теория излучения Эйнштейна	15
1.2.4. Формула Планка	20
1.2.5. Формула Рэлея–Джинса	22
1.2.6. Аппроксимация Вина	23
2. Устройство лазера	24
§ 2.1. Активная среда	24
2.1.1. Населенность уровней	24
2.1.2. Однородное уширение линии	27
2.1.3. Получение инверсии населенностей	27
2.1.4. Оптический квантовый усилитель	29
§ 2.2. Оптический резонатор	30
2.2.1. Время жизни фотона и добротность	33
2.2.2. Спектр излучения лазера	35
2.2.3. Поперечные моды резонатора	40

3. Типы лазеров	43
§ 3.1. Газовый He-Ne лазер	43
§ 3.2. Лазер на растворе красителя	45
§ 3.3. Твердотельный Nd:YAG лазер	49
3.3.1. Населенности электронных уровней	49
3.3.2. Система кинетических уравнений	52
§ 3.4. Полупроводниковый лазер	57
§ 3.5. Генерация второй гармоники	59
3.5.1. Нелинейная поляризация среды	59
3.5.2. Фазовый синхронизм	68
4. Приборы для измерения параметров излучения	73
§ 4.1. Интерферометр Фабри–Перо	73
4.1.1. Теория	73
4.1.2. Применение	76
§ 4.2. Фотоэлектрические приборы	81
4.2.1. Полупроводниковый фотодиод	81
4.2.2. Светочувствительные матрицы	82
5. Описания лабораторных работ	84
№ 4.1. Изучение спектра излучения He-Ne лазера	85
№ 4.2. Трехзеркальный лазер-интерферометр	89
№ 4.3. Изучение спектра лазера на красителе	100
№ 4.4. Генерация лазерного излучения	107
№ 4.5. Генерация оптических гармоник	111
Библиографический список	115

① Излучение и его спектр

Создание лазеров справедливо считается одним из самых важных и красивых достижений физики XX в., поэтому представляется чрезвычайно интересным и полезным проследить историю накопления экспериментальных данных и пути развития научной мысли в этом направлении. В этой связи логично начать рассмотрение вопроса о лазерах с краткого исторического обзора важнейших открытий классической оптики, явившихся основными вехами на пути познания природы электромагнитного излучения.

§ 1.1. Классическая физика

Слово «спектр» (лат. *spectrum* – видение, появление) было введено в лексикон физических терминов в 1671 г. **И. Ньютоном** для описания собственных оптических экспериментов. Он заметил, что когда узкий луч солнечного света падает под некоторым углом на поверхность стеклянной призмы, часть света отражается, а часть проходит внутрь стекла и выходит наружу в виде разноцветных лучей. Для объяснения этого явления И. Ньютон предложил гипотезу, согласно которой свет состоит из корпускул (частиц) разных цветов, распространяющихся в прозрачном веществе с разной скоростью, образуя цветовой *спектр*.

1.1.1. Линии Фраунгофера

В 1802 г. У. Х. Уолластон обнаружил наличие узких темных линий в непрерывном спектре солнечного излучения. Эти линии называются «фраунгоферовыми линиями», в честь знаменитого немецкого оптика Й. Фраунгофера. Он, не зная о результатах наблюдений У. Х. Уолластона, сделал аналогичное открытие в 1814 г., используя стеклянные призмы гораздо более высокого качества, чем во времена И. Ньютона. На фоне непрерывного спектра солнечного излучения он обнаружил более 500 темных полос. В 1821 г. Й. Фраунгофер научился изготавливать и применять для изучения спектра дифракционные решетки, с помощью которых измерил длины волн и составил каталог темных линий в спектре солнечного излучения, присвоив каждой из них буквенно-цифровой код (рис. 1.1). Ученый также обнаружил, что

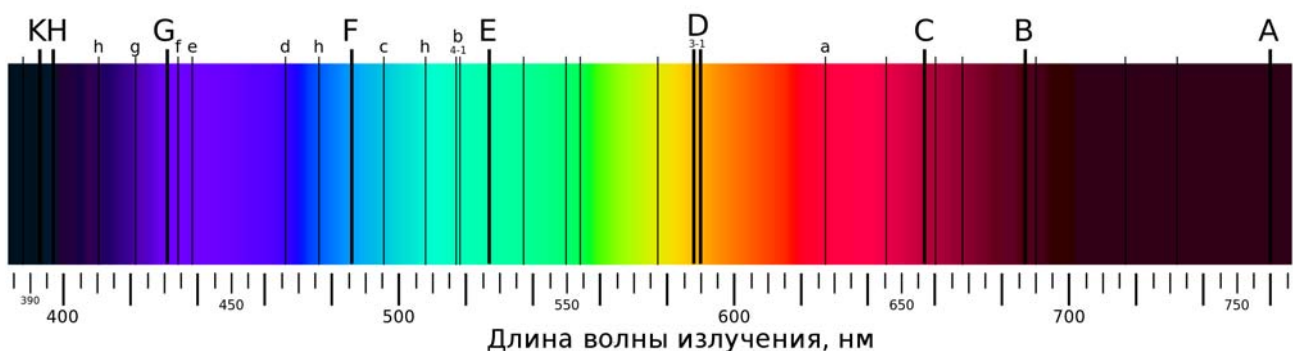


Рис. 1.1. «Фраунгоферовы линии» поглощения на фоне непрерывного спектра Солнца

в спектрах излучения пламени при сжигании различных веществ наблюдаются узкие светлые линии на фоне непрерывного спектра, причем положения этих линий кардинальным образом зависят от состава добавляемых в огонь примесей. Однако природа возникновения узких спектральных линий оставалась загадкой, а их положения и интенсивности казались случайными.

1.1.2. Опыты Кирхгофа и Бунзена

В 1859 г. Г. Р. Кирхгоф совместно с Р. В. Бунзеном обнаружили, что длины волн фраунгоферовых линий D-серии в точности совпадают с линиями излучения пламени свечи, если в огонь добавить соединения натрия. С другой стороны, при прохождении через пламя яркого солнечного света, видность темных линий на фоне непрерывного спектра существенно увеличивалась. Резюмируя результаты многочисленных наблюдений, Г. Р. Кирхгоф и Р. В. Бунзен сделали чрезвычайно важные выводы, представленные ниже в виде списка.

- 1) Нагретое плотное вещество является источником излучения с непрерывным спектром.
- 2) Нагретое вещество в разреженном газообразном состоянии является источником излучения, спектр которого состоит из отдельных узких линий. Длины волн этих линий определяются элементным составом нагретого газа.
- 3) Если горячее тело окружено газом, в непрерывном спектре излучения наблюдаются линии поглощения на тех же длинах волн, где этот газ излучает в нагретом состоянии.

Для проверки указанных выводов в 1868 г. Парижская академия наук организовала экспедицию в Индию, где предстояло полное **солнечное затмение**. Там ученые обнаружили: все темные линии в момент затмения стали, как и было предсказано, яркими на темном фоне. Стало ясно, что, измеряя спектр излучения небесных светил, можно делать выводы о составе их вещества – с этого момента в науке появился **спектральный анализ**, мощный метод дистанционного определения химического состава. Соответствие линий химическим элементам выяснялось постепенно: в частности, Г. Р. Кирхгоф и Р. В. Бунзен методом спектрального анализа открыли цезий (1860) и рубидий (1861).

Очевидным экспериментальным фактом стала способность любого тела излучать и поглощать энергию в виде излучения с различными спектральными характеристиками, которые зависят от температуры, химического состава и агрегатного состояния вещества. Важно понимать, что в ту пору атом считался элементарной частицей материи, а механизм поглощения и излучения энергии веществом был совершенно непонятен ¹.

1.1.3. Закон излучения Киргхофа

Для выяснения макроскопических закономерностей в вопросах излучения и поглощения лучистой энергии на помощь пришла **термодинамика**. При падении излучения на некоторое тело часть его отражается, часть поглощается и часть может пропускаться. Доля поглощаемого излучения называется поглощательной способностью тела $A(\lambda, T)$, которая для данного тела зависит только от длины волны λ и температуры T . С другой стороны, любое нагретое тело излучает энергию по некоторому закону $E(\lambda, T)$, именуемому излучательной способностью тела. Если тело и излучение находятся в термодинамическом равновесии, должно выполняться равенство потоков лучистой энергии в обе стороны через произвольную поверхность (вне рассматриваемого тела) в любом спектральном интервале $[\lambda : \lambda + \Delta\lambda]$. Обозначив поток падающей извне энергии через $I(\lambda, T)$, приравняем его к сумме потоков отраженной и излученной энергий:

$$I(\lambda, T) = I(\lambda, T) \left(1 - A(\lambda, T)\right) + E(\lambda, T) . \quad (1.1)$$

¹ В сентябре 1860 г. состоялся **международный съезд химиков в Карлсруэ** – первая международная конференция, посвященная химии. Результатом съезда стало утверждение атомно-молекулярного учения. Было установлено, что молекула – это наименьшее количество вещества, вступающее в химические реакции и определяющее физические свойства, а атом – наименьшее количество элемента, содержащееся в молекулах.

Из уравнения (1.1) следует закон излучения Киргхофа, полученный им в 1859 г.:

$$E(\lambda, T)/A(\lambda, T) = I(\lambda, T) . \quad (1.2)$$

«Отношение излучательной способности любого тела к его поглотительной способности одинаково для всех тел и является универсальной функцией только длины волны и температуры» [1]. Г. Р. Киргхоф ввел в теорию излучения понятие **абсолютно черного тела** – гипотетической субстанции, поглощающей все падающее на нее излучение во всех диапазонах спектра и ничего не отражающей. Для такого тела $A(\lambda, T) \equiv 1$, и, соответственно, $E(\lambda, T) = I(\lambda, T)$. Закон Киргхофа можно сформулировать иначе: «Отношение лучеиспускательной способности тела к его поглотительной способности есть универсальная функция длины волны и температуры, равная лучеиспускательной способности абсолютно черного тела».

Решение вопроса об общей интенсивности и спектре излучения абсолютно черного тела стало одной из важнейших задач физики второй половины XIX в. Фундаментальное значение этого вопроса заключалось в понимании законов излучения, а практическое – в создании эталонных источников излучения.

1.1.4. Термодинамика излучения

В 1865 г. Дж. К. Максвелл завершил построение классической теории электромагнитного поля, из которой следовало, в частности, что свет является электромагнитной волной, распространяющейся в вакууме со скоростью света c . В 1888 г. Г. Р. Герц подтвердил это опытным путем ². Была установлена связь длины волны и частоты колебаний: $\lambda = 2\pi c/\omega$. Используя линейную связь плотности энергии и **давления излучения**, наличие которого

² Известно, что Г. Р. Герц не верил в существование электромагнитных волн и проводил свой опыт с целью опровергнуть выводы Дж. К. Максвелла.

следует из теории Максвелла, были установлены еще два закона равновесного излучения [1]:

- **Закон Стефана–Больцмана** (1884), утверждающий, что *излучательная способность абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры*:

$$\int_0^{\infty} I_{\lambda}(\lambda, T) d\lambda = \int_0^{\infty} I_{\omega}(\omega, T) d\omega = \sigma T^4, \quad (1.3)$$

где σ – универсальная постоянная, а $I_{\omega} = (\lambda/\omega)I_{\lambda}$.

- **Закон смещения Вина** (1893), согласно которому неизвестная функция $I_{\omega}(\omega, T)$ может быть выражена через универсальные функции ($\phi(x)$ или $\psi(x)$) только одного аргумента – ω/T :

$$I_{\omega}(\omega, T) = T^3 \phi(\omega/T) = \omega^3 \psi(\omega/T). \quad (1.4)$$

Из (1.4) следует, что если известно спектральное распределение равновесного излучения при любой произвольной температуре T_1 , можно найти его для любой другой температуры T_2 .

1.1.5. Опыты Люммера и Прингсхейма

В 1895 г. О. Р. Люммер и В. Вин предложили экспериментальную модель реализации абсолютно черного тела – полость из непрозрачного материала с небольшим отверстием. Свет, проходящий внутрь через отверстие, полностью поглощается стенками, а снаружи отверстие будет выглядеть совершенно черным. Тепловое излучение внутри полости находится в термодинамическом равновесии со стенками. Поскольку отверстие можно считать сколь угодно малым, выходящее через него излучение лишь в бесконечной малой степени нарушает это равновесие и, таким образом, является искомым равновесным тепловым излучением.

В 1897 г. О. Р. Луммер и Э. Прингсхейм создали рабочую модель черного тела, которая представляла собой полость, покрытую с внутренней стороны сажей или оксидом урана. Для стабилизации температуры модель помещалась в различные жидкости (жидкий кислород, кипящую воду, горячую селитру и т. п.) или в глиняную печь. Первые измерения полностью подтвердили справедливость закона Стефана–Больцмана. В 1899 г. О. Р. Луммер и Э. Прингсхейм провели аккуратные измерения спектральных распределений интенсивности излучения для длин волн от 0.7 мкм до 6 мкм, увеличив максимальную температуру до 1650 °С. В качестве рабочей теории для сравнения с экспериментом авторы использовали так называемую «аппроксимацию Вина» (см. 1.2.6), предложенную В. Вином по аналогии с Максвелловским распределением для скоростей движения молекул газа.

Э. Прингсхейм представил результаты экспериментов (рис. 1.2) на заседании немецкого физического общества в сентябре 1899 г., акцентировав внимание на отличии экспериментальных данных от Виновской аппроксимации, увеличивающемся с ростом параметра λT [2]. На рис. 1.2 видно, что оно кажется весьма незначительным, однако *значимость* этого отличия определяется малыми *погрешностями* проведенного эксперимента. Определение точности любого количественного измерения полностью лежит «на совести» экспериментатора и, как мы еще раз убеждаемся, имеет первостепенное значение.

Результаты опытов Луммера–Прингсхейма были восприняты негативно, так как они противоречили устоявшимся взглядам на вопрос о спектре излучения черного тела, в том числе опытам Ф. Пашена, признанного авторитета в области радиационных измерений. Уверенные в справедливости своих результатов, О. Р. Луммер и Э. Прингсхейм провели еще одну серию измерений [3], расширив диапазон регистрируемых длин волн до 18 мкм.

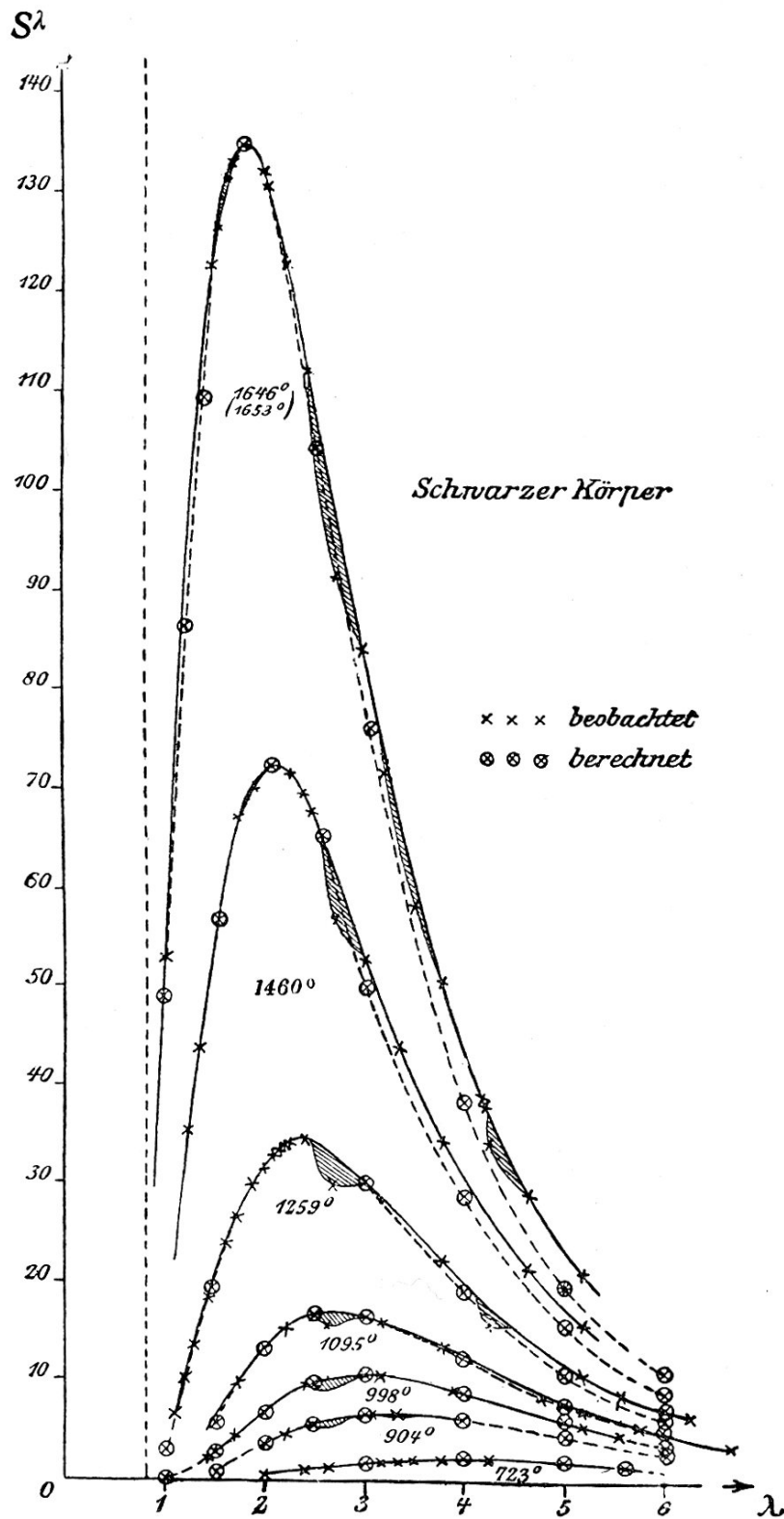


Рис. 1.2. Спектральные характеристики равновесного теплового излучения для различных температур, полученные О. Р. Люммером и Э. Прингсхеймом в 1899 г.

«*Schwarzer Körper*» – черное тело, «x x x *beobachtet*» – наблюдается, «⊗ ⊗ ⊗ *berechnet*» – рассчитанный (нем.). λ – длина волны в микронах, температура – в $^\circ\text{C}$. Источник – www.otto-lummer.de

Чуть позже Г. Рубенс и Ф. Курльбаум измерили спектр черного тела вплоть до длины волны 51.2 мкм. Справедливость результатов первого эксперимента (рис. 1.2), указавшего на ошибочность общепринятых теоретических представлений, была надежно подтверждена серией *независимых* экспериментов. Таким образом, экспериментальное изучение распределения энергии в спектре излучения абсолютно черного тела создало предпосылки для вывода М. Планком знаменитой формулы (см. 1.2.4) и последующего осознания квантовой природы излучения.

§ 1.2. Квантовая природа излучения

Перейдем к рассмотрению вопроса о том, как излучается и поглощается электромагнитное излучение. Нам известно, что

- разреженный газ является источником излучения, спектр которого состоит из монохроматических линий, а длины волн этих линий определяются элементарным составом газа (§ 1.1);
- разреженный газ состоит из молекул или атомов, находящихся на большом расстоянии друг от друга и практически не взаимодействующих между собой.

Из этих замечаний логически следует, что процессы излучения и поглощения света в такой системе происходят на уровне одного атома или молекулы. Но как?

1.2.1. Формулы Бальмера и Ридберга

В конце XIX в. были известны «магические» формулы Бальмера (1885) и Ридберга (1888), описывающие положения спектральных линий излучения атомов химических элементов с помощью целых чисел. Для водорода (рис. 1.3) формула Ридберга выгля-

дит так:

$$\frac{1}{\lambda_{mn}} = R_{\infty} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (1.5)$$

где λ_{mn} – наблюдаемые длины волн излучения, R_{∞} – постоянная Ридберга, m и n – целые числа ($m > n$).

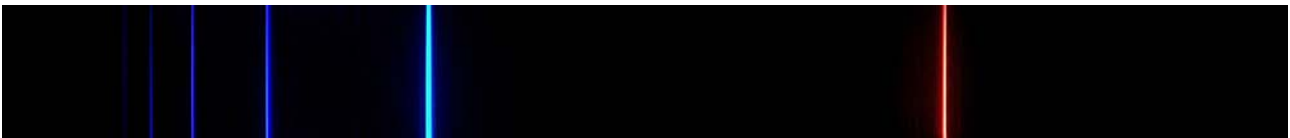


Рис. 1.3. Видимые линии серии Бальмера ($n = 2$) в спектре излучения атома водорода $\lambda_{72} = 397.0$ нм, $\lambda_{62} = 410.2$ нм, $\lambda_{52} = 434.1$ нм, $\lambda_{42} = 486.1$ нм, $\lambda_{32} = 656.3$ нм

1.2.2. Модель атома Бора–Резерфорда

В 1897 г. был экспериментально открыт электрон: Дж. Дж. Томсон доказал, что все частицы, образующие катодные лучи, тождественны друг другу и входят в состав любого вещества. Ученик Дж. Дж. Томсона, Э. Резерфорд, на основе опытов по рассеянию альфа-частиц на золотой фольге (1911), предложил планетарную модель атома. Согласно этой модели атом состоит из миниатюрного (даже в масштабах атома) положительно заряженного ядра, в котором сосредоточена почти вся масса атома, а электроны вращаются по орбитам вокруг ядра, как планеты вокруг Солнца. Датский физик-теоретик Н. Бор раздумывал о том, как устранить противоречия между классической электродинамикой и моделью атома Э. Резерфорда. В 1913 г. Х. М. Хансен, занимавшийся спектроскопией, обратил внимание Н. Бора на спектральные формулы Бальмера и Ридберга, знакомство с которыми привело последнего к неожиданному решению задачи [4].

Полуклассическая-полуквантовая Боровская модель атома основана на постулате, что электрон в атоме может находиться только на определенных стационарных орбитах. Находясь на такой орбите, электрон не теряет энергию на излучение, как того требу-

ет классическая электродинамика. Каждая стационарная орбита имеет порядковый номер $n = [1, 2, 3, \dots]$, которому соответствуют определенный момент импульса $L_n = n \cdot \hbar$ и энергия связи электрона с ядром $E_n = -Ry/n^2$. Константа $\hbar = h/2\pi$ – приведенная **постоянная Планка**, а $Ry = hcR_\infty$ называется энергетической постоянной Ридберга или просто Ридбергом³. Согласно Н. Бору, электроны могут терять либо приобретать энергию только при переходе с одной стационарной орбиты на другую, поглощая или излучая энергию $\Delta E_{mn} = E_m - E_n$ в виде кванта электромагнитного излучения (фотона) определенной частоты ω_{mn} , причем $\hbar\omega_{mn} = \Delta E_{mn}$. Целые числа в формуле Ридберга (1.5) оказались **квантовыми числами** – порядковыми номерами «разрешенных орбит», а спектральные линии – следствием переходов атома одного *энергетического уровня* на другой.

Современная модель атома, основанная на более общих законах **квантовой механики**, существенно отличается от Боровской. Однако они совпадают в главном, а именно – в осознании квантовой природы строения атома.

1.2.3. Теория излучения Эйнштейна

Основываясь на Боровском описании строения атома, в 1916 г. **А. Эйнштейн** выдвинул гипотезу о *механизмах* переходов атомов между различными энергетическими состояниями [5, 6]. Рассмотрим систему, состоящую из большого числа n отдельных молекул или атомов, помещенную в полость, заполненную равновесным излучением при температуре T . Пусть каждый атом может находиться в одном из всего двух возможных квантовых состояний, с энергиями E_1 либо E_2 , причем $E_2 > E_1$. Тогда $n = n_1 + n_2$, где n_1 , n_2 – количество атомов в состояниях E_1 , E_2 соответственно. В ситуации термодинамического равновесия распределение атомов по

³ $\hbar = 6.58211928 \times 10^{-16}$ эВ·с, $Ry = 13.60569253$ эВ (энергия ионизации атома водорода).

энергетическим уровням определяется статистикой Максвелла – Больцмана, так что

$$\frac{n_2}{n_1} = \exp\left\{-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right\}, \quad (1.6)$$

где T – температура системы, k – постоянная Больцмана ⁴.

Переходы атома с уровня E_1 на уровень E_2 мы будем называть переходами $1 \rightarrow 2$, а обратные – переходами $2 \rightarrow 1$. Для того чтобы система продолжала оставаться в равновесном состоянии, необходимо и достаточно, чтобы в среднем за единицу времени происходило одинаковое количество переходов $1 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 1$.

1) Поглощение фотона

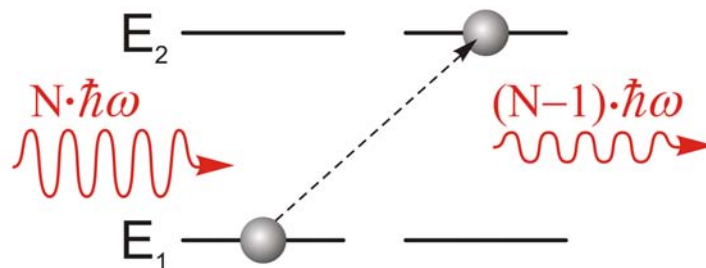


Рис. 1.4. Поглощение фотона переводит атом в возбужденное состояние – электрон в атоме совершает квантовый скачок с уровня E_1 на уровень E_2

Переходы $1 \rightarrow 2$ требуют получения извне энергии $\hbar\omega = E_2 - E_1$ и осуществляются путем *поглощения* фотона. Энергия волны, изображенной слева на рис. 1.4, определяется как произведение энергии фотона $\hbar\omega$ на целое положительное число N – количество фотонов, находящихся в одном *квантовом состоянии* электромагнитного поля. Прямым оптическим аналогом этого термина является *мода колебаний*, или *объем когерентности* излучения. При поглощении фотона атомом число N уменьшается

⁴ $k = 8.6173324 \times 10^{-5}$ эВ/К.

на единицу. Интенсивность процесса для рассматриваемой системы в целом прямо пропорциональна числу атомов n_1 на нижнем энергетическом уровне, а также плотности энергии u_ω равновесного излучения на частоте ω . А. Эйнштейн ввел коэффициент B_{12} , чтобы величина

$$w_{1)} = \left(-dn_1/dt\right)_{1)} = B_{12}u_\omega n_1 \quad (1.7)$$

описывала скорость переходов $1 \rightarrow 2$ в поле излучения⁵. Индекс «1)» в выражении (1.7) и далее по тексту соответствует порядковому номеру рассматриваемого процесса.

Для осуществления переходов $2 \rightarrow 1$ дополнительной энергии, очевидно, не требуется: напротив, в таких переходах энергия выделяется путем излучения фотона. Согласно гипотезе А. Эйнштейна, переходы $2 \rightarrow 1$ могут происходить за счет двух принципиально разных процессов.

2) Вынужденное излучение

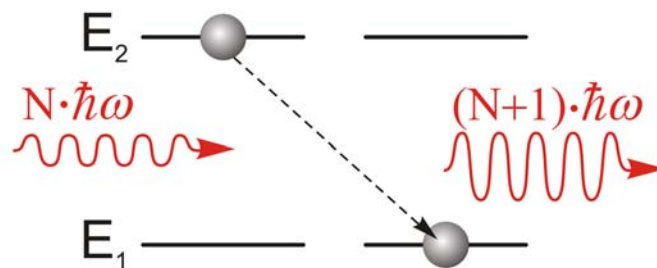


Рис. 1.5. Вынужденное излучение фотона атомом приводит к увеличению интенсивности электромагнитной волны за счет энергии возбуждения атома

Вынужденное излучение, как и процесс поглощения фотона, происходит под действием внешнего поля. Однако в этом случае

⁵ Поскольку в нашей модели у атома есть всего два энергетических состояния, при любых переходах атома между уровнями E_1 и E_2 справедливо равенство $dn_1/dt = -dn_2/dt$.

совершается передача энергии от возбужденного атома электромагнитной волне. Для описания скорости процесса введем коэффициент B_{21} :

$$w_2) = (-dn_2/dt)_2) = B_{21}u_\omega n_2 . \quad (1.8)$$

В результате вынужденного излучения энергия волны увеличивается скачком на один квант электромагнитного поля данной частоты. Важным свойством этого процесса является то, что излученный фотон оказывается в том же квантовом состоянии, что и индуцирующая волна. Это значит, что изменяется только интенсивность волны, а ее фаза, поляризация и направление распространения остаются неизменными: происходит *когерентное усиление* света. Заметим тут же, что весьма логично ожидать прямой пропорциональности между числом N на рис. 1.4 и рис. 1.5 и спектральной плотностью излучения u_ω , используемой в формулах (1.7) и (1.8).

3) Спонтанное излучение

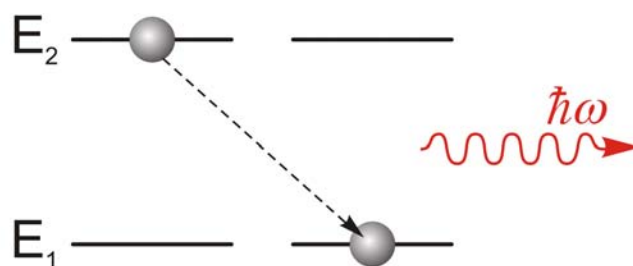


Рис. 1.6. Процесс спонтанного излучения фотона обусловлен самопроизвольным переходом атома в состояние с меньшей энергией связи

Феномен *спонтанного излучения* (рис. 1.6) обусловлен стремлением атома оказаться в наиболее стабильном состоянии с минимальной внутренней энергией. Скорость переходов $2 \rightarrow 1$ за

счет спонтанного излучения определяется коэффициентом A_{21} :

$$w_{3)} = \left(-dn_2/dt\right)_{3)} = A_{21}n_2. \quad (1.9)$$

Величина $\tau_{21} = 1/A_{21}$ имеет размерность времени и называется «временем жизни перехода» за счет спонтанного излучения, причем для различных атомов и молекул оно может отличаться на несколько порядков величины. В отсутствие других процессов спонтанное излучение приводит к уменьшению количества атомов в возбужденном состоянии по экспоненциальному закону:

$$n_2(t) = n_2(0) \cdot \exp(-t/\tau_{21}).$$

Условием пребывания системы в состоянии термодинамического равновесия является неизменность во времени соотношения n_2/n_1 , определяемого формулой (1.6). Отсюда следует, что должно выполняться равенство

$$w_{1)} = w_{2)} + w_{3)} \quad (1.10)$$

при любой температуре системы. Из выражений (1.7, 1.8, 1.9) получаем:

$$B_{12}u_\omega n_1 = (B_{21}u_\omega + A_{21})n_2. \quad (1.11)$$

Приравняем отношения n_2/n_1 , полученные из формул (1.6) и (1.11). С учетом того, что $E_2 - E_1 = \hbar\omega$, получим:

$$\frac{B_{12}u_\omega}{B_{21}u_\omega + A_{21}} = \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{kT}\right). \quad (1.12)$$

Для низких частот и высоких температур $\omega/T \rightarrow 0$, и дробь в левой части формулы (1.12) должна быть равна единице. Необходимым и достаточным условием для этого является равенство коэффициентов $B_{12} = B_{21}$ ⁶. Из (1.12) находим u_ω :

$$u_\omega = \frac{\alpha(\omega)}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1}, \quad (1.13)$$

⁶ Равенство коэффициентов B_{12} и B_{21} следует также из общего принципа *детального равновесия*.

где $\alpha(\omega) = A_{21}/B_{21}$ определяет зависимость отношения коэффициентов Эйнштейна от частоты излучения. Смысл выражения (1.13) состоит в следующем: на основании гипотезы А. Эйнштейна относительно *механизмов* взаимодействия излучения с атомами и молекулами мы получаем некоторую функцию u_ω , описывающую спектральную плотность *равновесного* излучения. Она линейно связана со спектральной интенсивностью излучения I_ω – потоком энергии в интервале частот $(\omega, \omega + d\omega)$ через единицу площади в пределах телесного угла $d\Omega$. Для изотропного излучения $d\Omega = 4\pi$ и

$$u_\omega = \frac{4\pi}{c} I_\omega.$$

Согласно закону Киргхофа (1.2), величина I_ω , а значит и u_ω , описывается *универсальной функцией длины волны и температуры, равной лучеиспускательной способности абсолютно черного тела*. Значит, и $\alpha(\omega)$ – некоторая универсальная функция. Из закона смещения Вина (1.4) немедленно следует, что $\alpha(\omega) \propto \omega^3$. Таким образом, отношение вероятностей спонтанного и вынужденного излучений для любой пары уровней пропорционально кубу частоты излучательного перехода.

1.2.4. Формула Планка

Подставляя $\alpha(\omega) \propto \omega^3$ в формулу (1.13), соблюдая необходимую размерность и опуская подробности нормировки, запишем конечный результат, известный как **формула Планка**:

$$u_\omega = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \cdot \frac{\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1}. \quad (1.14)$$

М. Планк получил формулу (1.14) в 1900 г. эмпирическим путем, пытаясь найти теоретическое объяснение экспериментальным результатам измерения спектра излучения абсолютно черного тела (рис. 1.2). Выступление М. Планка на заседании немец-

кого физического общества 14-го декабря 1900 г. принято считать днем рождения квантовой теории, ибо там впервые публично была высказана идея существования квантов электромагнитного поля [7, 8]. В классической электродинамике процессы испускания и поглощения электромагнитных волн не имеют дискретного характера, а амплитуда волны является произвольным аналоговым параметром. На рис. 1.7 представлена спектральная плотность равновесного излучения, полученная в соответствии с выражением (1.14). Температура ($T = 1900 \text{ }^\circ\text{K}$) и диапазон длин волн соответствуют эксперименту Луммера и Прингсхейма (рис. 1.2).

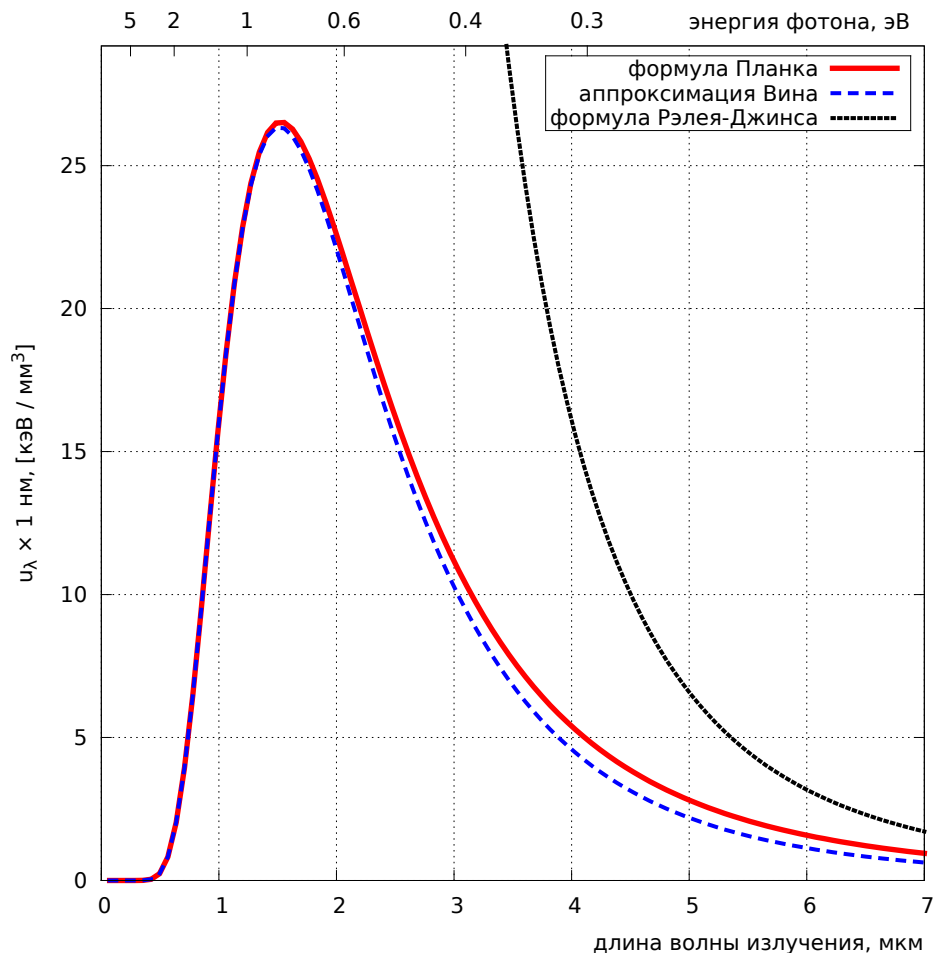


Рис. 1.7. Спектральная плотность равновесного излучения для $T = 1900 \text{ }^\circ\text{K}$. Плотность энергии, приходящейся на спектральный интервал $\Delta\lambda = 1 \text{ нм}$, приведена в единицах кило-электрон-вольт на кубический миллиметр. По оси X внизу – длина волны, вверху – энергия фотона

Согласно формуле (1.14) $u_\omega d\omega$ состоит из трех множителей, каждый из которых несет определенную смысловую нагрузку:

$$1) \frac{\omega^3}{\pi^2 c^3} \cdot \frac{d\omega}{\omega} = \frac{d\omega/\omega}{V},$$

где $d\omega/\omega$ – безразмерная ширина спектрального интервала, а $V = \pi^2 c^3 / \omega^3 = \lambda^3 / 8\pi$ – элемент объема, занимаемый модой колебаний электромагнитного поля частотой ω и длиной волны λ ;

2) $\hbar\omega$ – энергия кванта электромагнитного поля с частотой ω ;

3) $1/(\exp(\hbar\omega/kT) - 1) = \bar{N}$ определяет среднее число фотонов с энергией $\hbar\omega$, находящихся в одном квантовом состоянии электромагнитного поля ⁷ при температуре T .

На заданной частоте, в случае термодинамического равновесия между веществом и излучением, отношение вероятности вынужденного излучения или поглощения к вероятности спонтанного излучения равно среднему количеству фотонов в моде теплового излучения. Действительно, из (1.13) получим:

$$\frac{u_\omega}{\alpha(\omega)} = \frac{u_\omega B_{21}}{A_{21}} = \frac{1}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1} = \bar{N}. \quad (1.15)$$

1.2.5. Формула Рэлея–Джинса

Если $\hbar\omega/kT \ll 1$, из (1.14) получаем закон Рэлея–Джинса:

$$u_\omega = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \cdot kT. \quad (1.16)$$

Эта формула хорошо описывает длинноволновую часть спектра (см. рис. 1.8). С ростом длины волны энергия кванта падает и в пределе стремится к нулю, что и обуславливает применимость классической теории излучения.

⁷ *Задача:* температура поверхности Солнца – 6000°К, определите \bar{N} для видимого диапазона спектра ($\lambda = 400 - 700$ нм).

1.2.6. Аппроксимация Вина

Если $\hbar\omega/kT \gg 1$, из (1.14) получается функция Вина, приведенная на графике Люммера–Прингсхейма (рис. 1.2):

$$u_\omega = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \cdot \frac{\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega/kT)}. \quad (1.17)$$

Несложно показать, что результат (1.17) получается в отсутствие процесса вынужденного излучения (если принять $B_{21} = 0$ в выражении (1.12)). Именно поэтому формула Вина хорошо описывает коротковолновую область спектра, где роль вынужденного излучения несущественна (рис. 1.8).

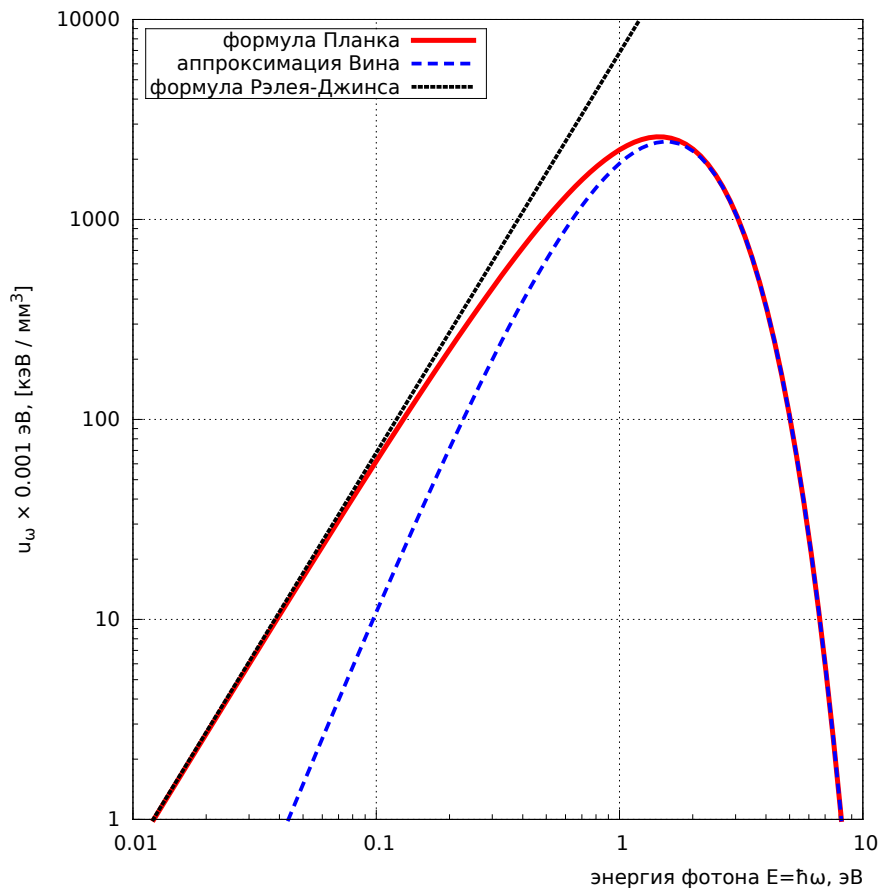


Рис. 1.8. Спектральная плотность равновесного излучения для $T = 6000$ °К (температура поверхности Солнца). Плотность энергии, приходящейся на спектральный интервал $\Delta(\hbar\omega) = 0.001$ эВ, приведена в единицах кило-электрон-вольт на кубический миллиметр. Масштаб – логарифмический по обеим осям

② Устройство лазера

Слово «лазер» образовано из первых букв английской фразы «Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation». В переводе на русский фраза означает «усиление света за счет вынужденного излучения». Таким образом, название включает в себе физический принцип, на котором основана работа лазера.

§ 2.1. Активная среда

2.1.1. Населенность уровней

Из первой главы нам уже известно, что в процессе вынужденного излучения происходит когерентное усиление электромагнитной волны ¹. Для каждого энергетического состояния атома E_n введем понятие *населенности уровня* N_n , т. е. объемной плотности атомов рассматриваемой среды, находящихся в этом состоянии. Проблема состоит в том, что при термодинамическом равновесии распределение атомов по энергетическим уровням описывается *статистикой Максвелла – Больцмана*:

$$N_n \propto \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right). \quad (2.1)$$

Таким образом, населенность уровней с меньшей энергией всегда (при любой *положительной* температуре) выше, чем населенность уровней с большей энергией. На рис. 2.1 приведено распределение относительных населенностей энергетических уров-

¹ Идея использования вынужденного излучения для усиления электромагнитной волны была впервые высказана в 1939 г. В. А. Фабрикантом.

ней ($E_n = -Ry/n^2$, см. стр. 15) в атоме водорода при температуре $T = 10^4$ °К. Населенность уровня с главным квантовым числом $n = 2$ взята за единицу.

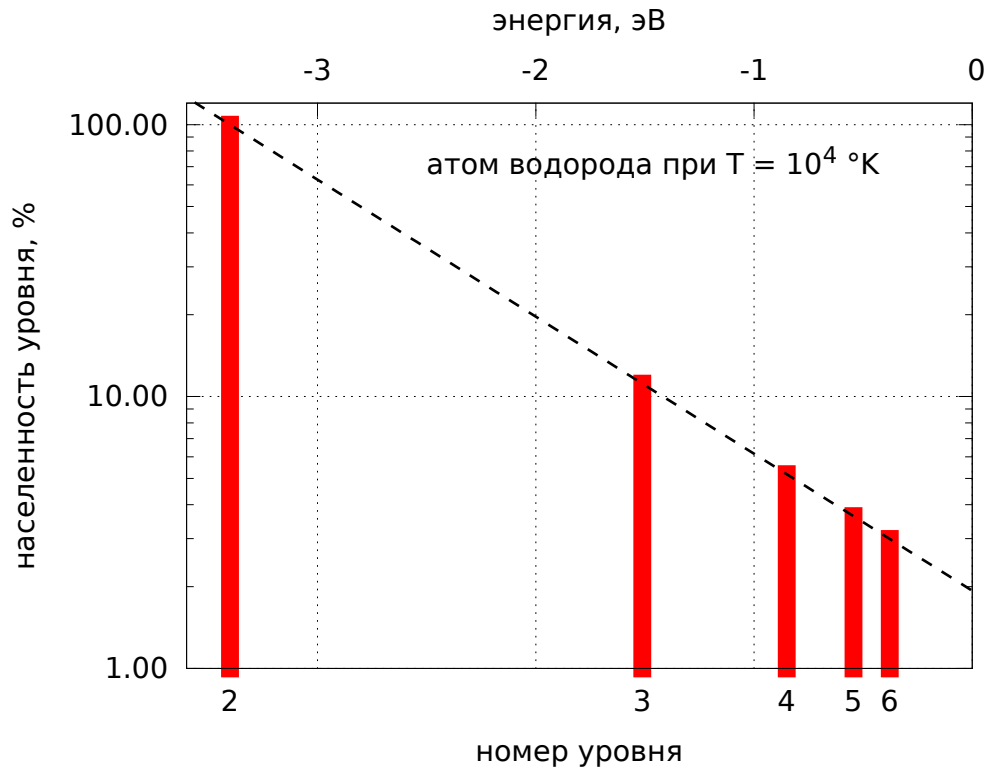


Рис. 2.1. Равновесное распределение относительных населенностей энергетических уровней атома водорода при температуре $T = 10^4$ °К

Для того чтобы для двух определенных энергетических уровней имело место превышение вероятности вынужденного излучения над вероятностью поглощения, необходимо вывести среду из состояния термодинамического равновесия. Нужно привести ее в такое состояние, в котором населенность более высокого энергетического уровня в атоме или молекуле будет больше, чем населенность некоторого уровня с меньшей энергией. Такое состояние среды называется состоянием с *инверсной населенностью*. Рассмотрим на качественном уровне процесс его получения.

Пусть атомы имеют четыре энергетических уровня, как это показано на рис. 2.2. Для вывода среды из состояния термодинамического равновесия нам придется воспользоваться внешним

источником энергии. Пусть эта энергия поступает в среду извне в виде монохроматического излучения на частоте

$$\omega_{41} = (E_4 - E_1)/\hbar .$$

Атомы будут поглощать это излучение, переходя в возбужденное состояние с энергией E_4 .

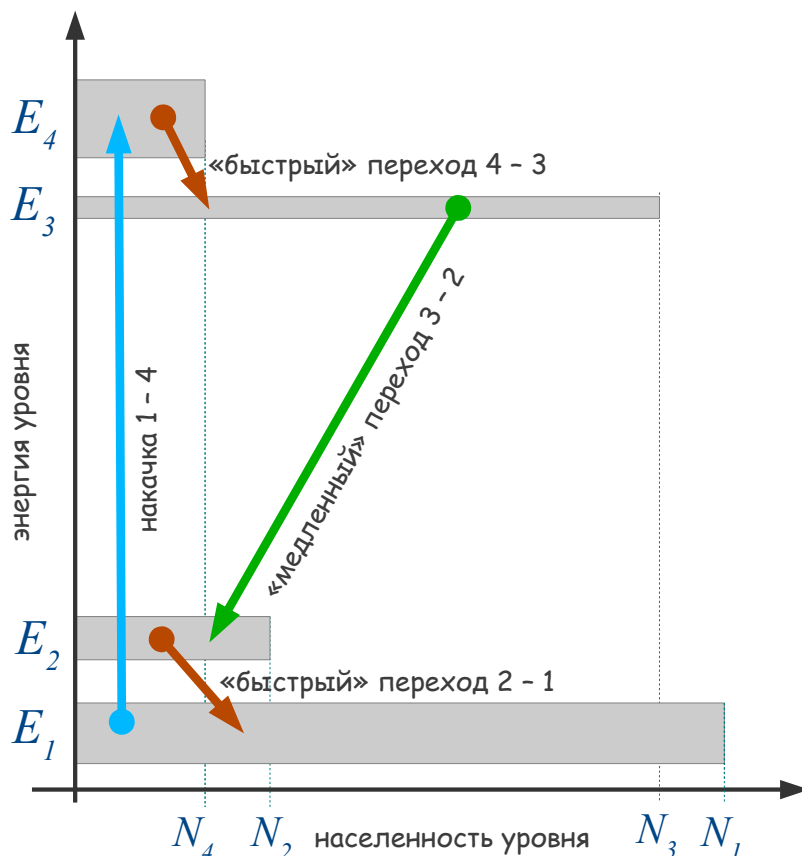


Рис. 2.2. Создание инверсной населенности путем накачки внешним излучением

Как уже отмечалось ранее (см. стр. 18), любое i -е возбужденное состояние атома характеризуется определенным временем жизни τ_i , за которое населенность этого состояния падает в e раз за счет эффекта спонтанного излучения по закону:

$$N_i(t) = N_i(0) \cdot \exp(-t/\tau_i). \quad (2.2)$$

В общем случае τ_i определяется суммой коэффициентов Эйнштейна для спонтанного излучения A_{ik} по всем энергетическим

уровням атома, для которых $E_i > E_k$:

$$\frac{1}{\tau_i} = \sum_k A_{ik}. \quad (2.3)$$

2.1.2. Однородное уширение линии

Энергия возбужденного состояния атома не является строго определенной величиной, она может находиться в некотором интервале, который можно оценить из принципа неопределенности Гейзенберга:

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar/2.$$

Величина $\Delta E_i \simeq \hbar/2\tau_i$ называется энергетической шириной возбужденного состояния, она тем больше, чем меньше характерное время жизни такого состояния. Этот параметр определяет естественное (однородное) уширение линий излучения [9]. Действительно, для любого перехода $i \rightarrow k$ средняя частота электромагнитной волны

$$\overline{\omega}_{ik} = (E_i - E_k)/\hbar,$$

а допустимый разброс частот будет порядка

$$\Delta\omega_{ik} = \frac{\sqrt{(\Delta E_i)^2 + (\Delta E_k)^2}}{\hbar}. \quad (2.4)$$

Форма однородно уширенной линии хорошо описывается лоренцевой кривой:

$$g_L(\overline{\omega}_{ik}, \omega) = \frac{1}{\pi\Delta\omega_{ik}} \times \frac{1}{1 + ((\omega - \overline{\omega}_{ik})/\Delta\omega_{ik})^2}, \quad (2.5)$$

где $\Delta\omega_{ik}$ – ширина линии на уровне интенсивности вдвое меньшей максимальной.

2.1.3. Получение инверсии населенностей

Вернемся к рис. 2.2. Как видно, четыре уровня энергии в нашей модели имеют слегка различную ширину, а значит, и разное время жизни за счет спонтанного излучения. Возьмем «идеальный»

случай: пусть $\tau_3 \gg \tau_4, \tau_2$, поэтому переходы $4 \rightarrow 3$ и $2 \rightarrow 1$ происходят настолько быстро, что населенности уровней N_2 и N_4 будут близки к нулю в любой ситуации. Подберем мощность монохроматического излучения накачки так, чтобы скорость вынужденных переходов $1 \rightarrow 4$ была равна скорости спонтанных переходов $3 \rightarrow 2$. В этом случае населенности уровней N_1 и N_3 будут равны ($N_1 \simeq N_3$), так как в рассматриваемом стационарном (но не равновесном!) состоянии в единицу времени будет происходить одинаковое число вынужденных переходов $1 \rightarrow 4$ и спонтанных $3 \rightarrow 2$.

В итоге, мы «получили» 100 % инверсию населенностей для уровней 2 и 3: $N_3/N_2 \rightarrow \infty$. Реальность, разумеется, далека от идеала, однако для создания инверсной населенности на переходе $3 \rightarrow 2$ достаточно, чтобы отношение N_3/N_2 было просто больше единицы. Если еще увеличить мощность накачки, можно получить инверсию для уровней 1 и 3 ($N_3/N_1 > 1$). В таком варианте отпадает необходимость наличия «промежуточного» уровня 2 (рис. 2.2). Поскольку для достижения такого эффекта нужно возбудить не менее половины всех активных атомов, для накачки нужна очень большая энергия. Поэтому трехуровневая система накачки непрактична, хотя она и использовалась в первом рабочем лазере (на основе рубина), созданном Т. Майманом в 1960 г. Для количественного анализа населенностей энергетических уровней в среде используются системы *балансных уравнений*, которые будут рассмотрены далее, в § 3.3

Итак, чтобы получить в среде *инверсную населенность* нужно, во-первых, выбрать вещество с определенной совокупностью энергий и времен жизни возбужденных уровней. Во-вторых, необходимо найти подходящий для данного вещества способ возбуждения конкретных энергетических состояний с помощью *накачки*.

2.1.4. Оптический квантовый усилитель

Допустим, нам удалось создать инверсную населенность для определенного излучательного перехода в некоторой среде. Если в нее поступает извне излучение соответствующей этому переходу частоты, интенсивность его, по мере распространения в среде, будет увеличиваться за счет эффекта вынужденного излучения. Такая среда называется *активной средой* и является узкополосным усилителем высокочастотного гармонического электромагнитного сигнала.

Для того чтобы «усилитель» обладал «хорошим» коэффициентом усиления, очевидно, нужно стремиться к увеличению объемной плотности активных атомов. По этой причине активную среду, как правило, уже нельзя считать идеальным газом невзаимодействующих частиц. Характерная энергия взаимодействия молекул между собой зависит от плотности, химического состава и агрегатного состояния вещества. В силу того что многоатомные системы имеют огромное число колебательных, вращательных, коллективных и иных степеней свободы, энергетические уровни в такой среде располагаются настолько близко друг к другу, что спектр поглощения становится широким и непрерывным.

Если разность энергий для близко расположенных атомных уровней, скажем, 4 и 3 на рис. 2.2, сопоставима с характерной энергией взаимодействия молекул, то, кроме спонтанных атомных переходов, в формулу (2.3) нужно добавить процессы непосредственной передачи энергии от возбужденного атома различным степеням свободы окружающего вещества. Эти переходы называются *неоптическими*, их влияние приводит к дополнительному уширению энергетических уровней и к уменьшению времени жизни атома в возбужденных состояниях. Данное обстоятельство смягчает требования к монохроматичности накачки и упрощает задачу получения инверсной населенности.

§ 2.2. Оптический резонатор

Из азов радиотехники известно, что усилитель сигнала несложно превратить в генератор. Все, что нужно сделать для этого, – создать *положительную обратную связь*, т. е. сделать так, чтобы сигнал с выхода усилителя поступал на его же вход. Усилитель является активным элементом генератора, коэффициент усиления которого зависит от частоты и мощности сигнала. Передаточный коэффициент цепи обратной связи в общем случае может зависеть от частоты, фазы и амплитуды сигнала. В оптическом квантовом генераторе (лазере) в качестве усилителя сигнала используется среда с инверсной населенностью уровней, а в качестве системы обратной связи – открытый оптический резонатор.

Схема устройства лазера представлена на рис. 2.3. Активным

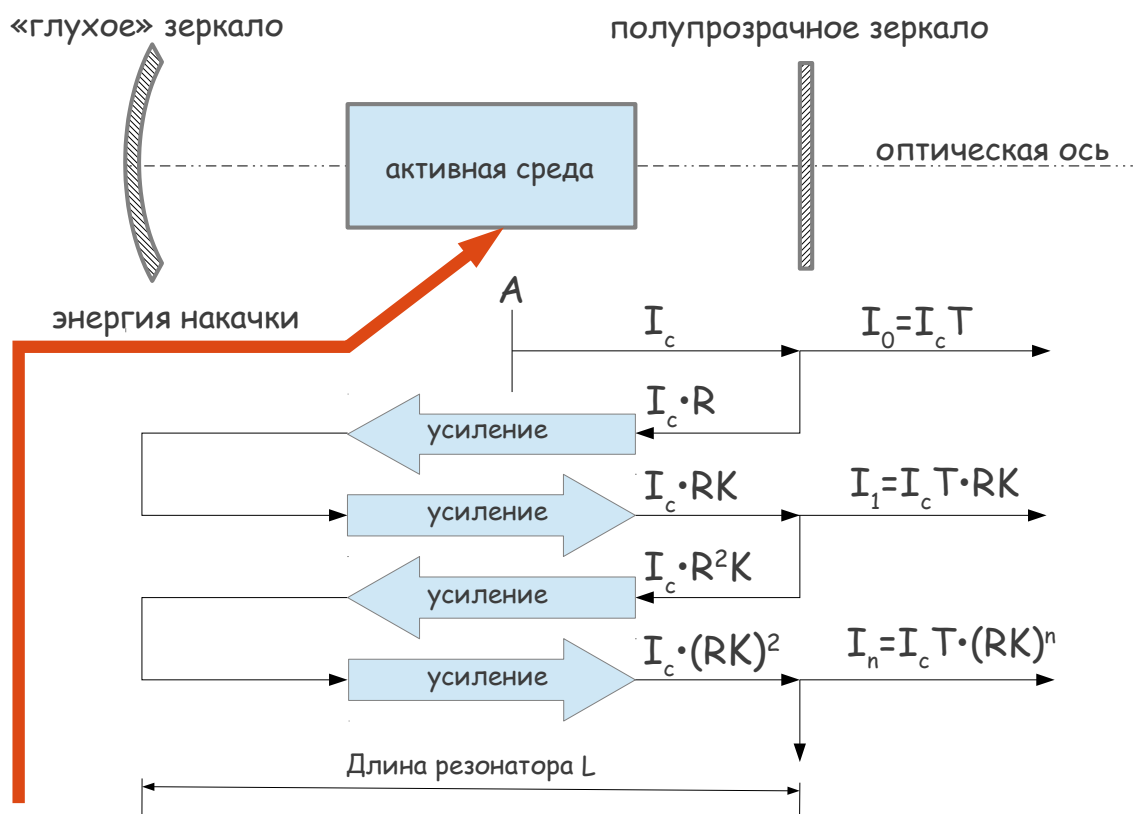


Рис. 2.3. Схема работы оптического квантового генератора (лазера)

В нижней части рисунка стрелками изображен процесс зарождения лазерной генерации

элементом генератора является среда, в которой с помощью энергии накачки создается инверсная населенность. Пусть активный элемент имеет форму цилиндра, ось которого определяет оптическую ось всей системы. На ней же расположены два зеркала, образующие **открытый оптический резонатор**. Полупрозрачное зеркало обладает коэффициентом отражения $R < 1$ и коэффициентом пропускания $T = 1 - R$. «Глухое» зеркало имеет коэффициент отражения 100 %. Активная среда обладает коэффициентом усиления K (см. рис. 2.3), определяющим, во сколько раз изменится интенсивность волны при ее двухкратном проходе через активный элемент.

Забудем пока об усилении излучения, т. е. положим $K = 1$. Предположим, что точка A , находящаяся на оси резонатора, является непрерывным источником излучения. Если направление этого излучения совпадает с оптической осью резонатора, то волна, отразившись от обоих зеркал, вернется в точку A снова. Набег фазы колебаний поля определяется соотношением удвоенной оптической длины резонатора L и длины волны:

$$\delta = 2\pi(2L/\lambda). \quad (2.6)$$

После m отражений ($m = 0, 1, 2, \dots$) от обоих зеркал относительная интенсивность волны станет $I_m = R^m$, а ее комплексная амплитуда

$$u_m = \sqrt{R^m} e^{im\delta}.$$

Амплитуда суммарной волны обусловлена многолучевой интерференцией этих волн и легко **вычисляется**:

$$U_\Sigma = \sum_{m=0}^{\infty} u_m = \sum_{m=0}^{\infty} (\sqrt{R} e^{i\delta})^m = \frac{1}{1 - \sqrt{R} e^{i\delta}}. \quad (2.7)$$

Интенсивность волны составит:

$$I_{\Sigma} = U_{\Sigma}U_{\Sigma}^* = \frac{1}{1 + R - 2\sqrt{R}\cos\delta} = \frac{1}{(1 - \sqrt{R})^2 + 4\sqrt{R}\sin^2(\delta/2)}. \quad (2.8)$$

Величина I_{Σ} максимальна, когда

$$\delta = 2\pi N ,$$

где N – целое число, такое что $\lambda N = 2L$. В этом случае поля бегущих в разные стороны вдоль оптической оси волн складываются и образуется **стоячая волна** с максимально возможной амплитудой колебаний. Число N называется индексом продольной моды, а соответствующий этому числу тип колебаний поля – *продольной модой резонатора*. Расстояние $\Delta\lambda$ между соседними модами колебаний несложно вычислить из условия:

$$(N - 1)(\lambda + \Delta\lambda) = 2L ,$$

получим

$$\Delta\lambda = \lambda^2/2L , \quad (2.9)$$

а $\Delta\nu = c/2L$ – расстояние между модами в шкале частот. Если $L \gg \lambda$, порядок интерференции $N \gg 1$ и $\Delta\lambda/\lambda \ll 1$. Резонатор, являющийся пассивным элементом, не способен усиливать излучение, однако он может эффективно накапливать энергию определенных типов колебаний, которые называются собственными модами резонатора. Если частота колебаний лежит далеко от частоты моды, то такие колебания будут быстро затухать из-за интерференции. График функции I_{Σ} (выражение (2.8)) представлен на рис. 2.4. Селективность резонатора определяется шириной функции I_{Σ} на уровне половины от максимального значения, которая обозначена как $\delta\lambda$ на рис. 2.4:

$$\delta\lambda = 2\frac{\lambda^2}{2\pi L} \arcsin \frac{1 - \sqrt{R}}{2\sqrt{R}} \simeq \frac{\lambda^2}{2\pi L}(1 - \sqrt{R}) , \quad (2.10)$$

где последнее приближение работает для достаточно больших коэффициентов отражения R . По отношению к межмодовому расстоянию ширина моды зависит только от коэффициента отражения зеркала R :

$$\frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{2}{\pi} \arcsin \frac{1 - \sqrt{R}}{2\sqrt[4]{R}} \simeq \frac{1 - \sqrt{R}}{\pi}. \quad (2.11)$$

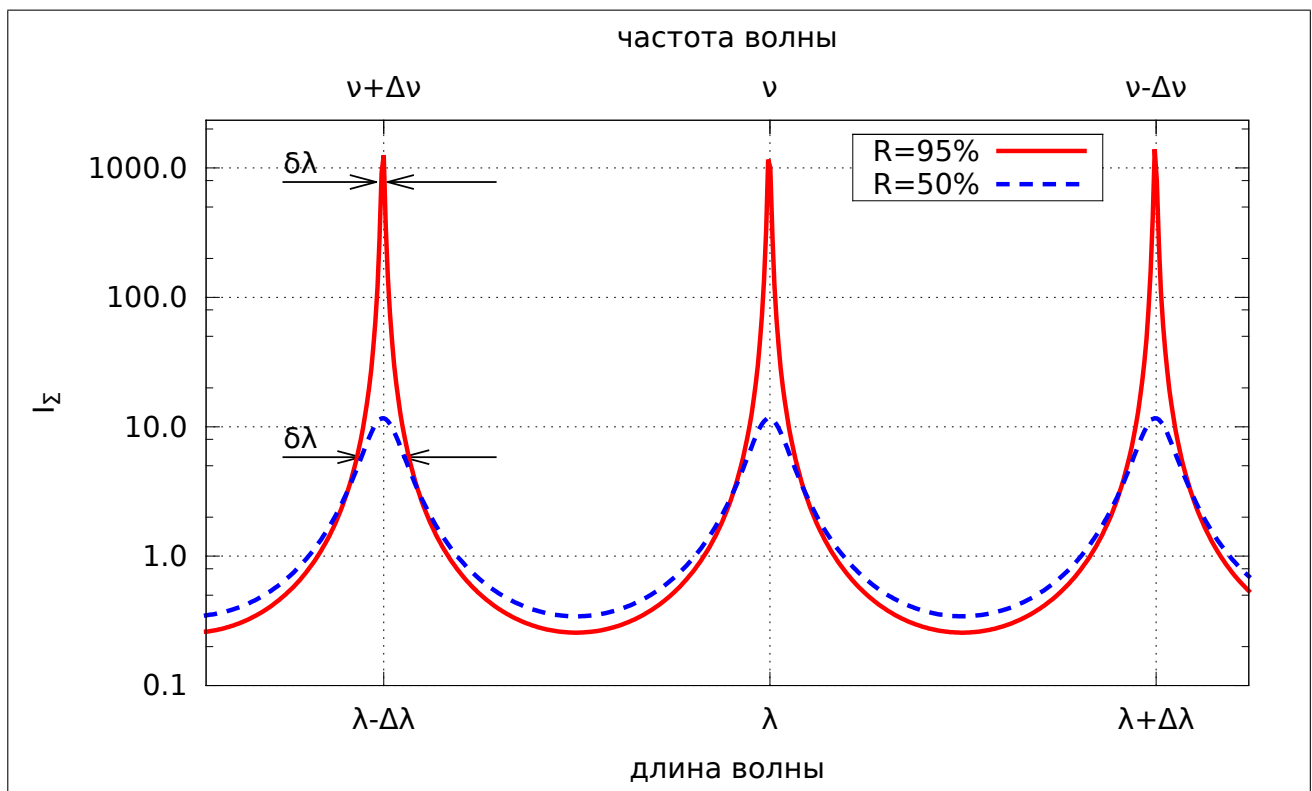


Рис. 2.4. Зависимость I_Σ от длины волны излучения для двух различных коэффициентов отражения полупрозрачного зеркала. Ось ординат – в логарифмическом масштабе

2.2.1. Время жизни фотона и добротность

Предположим, что в некоторый момент времени источник излучения в точке A выключается. Энергия электромагнитных колебаний, накопленная в какой-либо моде резонатора, удовлетворяющей условию резонанса $\lambda N = 2L$, начнет постепенно уменьшаться, так как волна выходит из резонатора через полупрозрачное зеркало. Время, за которое свет совершает один полный обход

резонатора, составляет, очевидно, $\tau = 2L/c$. За время $t_m = m\tau$ уменьшение интенсивности волны внутри резонатора составит

$$I(t_m)/I(0) = R^m .$$

Поскольку интенсивность волны $I(t)$ прямо пропорциональна числу квантов электромагнитного излучения $q(t)$, находящихся в данной моде колебаний, аналогичное соотношение справедливо и для количества фотонов:

$$q(t_m)/q(0) = R^m .$$

Учитывая, что $m \simeq t/\tau$, запишем:

$$q(t)/q(0) \simeq R^{(ct/2L)} = \exp(-t/\tau_c) , \quad (2.12)$$

где величина

$$\tau_c = -\frac{2L}{c \ln(R)} \quad (2.13)$$

называется временем жизни фотона в резонаторе, т. е. определяет время, за которое количество фотонов в моде падает в e раз.

Распространенным параметром для описания резонансных систем является *добротность*², для обозначения которой используется символ Q . По определению, добротностью системы называется отношение накопленной в резонаторе энергии W к энергетическим потерям ΔW за один период колебаний ($T = 1/\nu$), умноженное на 2π .

Продифференцировав (2.12), учтем, что $W = q \cdot h\nu$, и вычислим добротность резонатора Q :

$$\frac{dq}{dt} = -\frac{q}{\tau_c}; \Rightarrow \frac{\Delta W}{W} \left(dt = \frac{1}{\nu} \right) = \frac{-1}{\nu\tau_c}; \Rightarrow Q = 2\pi\nu\tau_c . \quad (2.14)$$

Если $Q \gg 1$, добротность с достаточной точностью совпадает с разрешающей силой резонатора. Действительно, подставим τ_c

² В англоязычной литературе добротность называется Q -фактором.

из (2.13) в (2.14) и сравним с $\lambda/\delta\lambda$, полученным из выражения (2.10):

$$Q = \frac{-4\pi L}{\lambda \ln(R)} \simeq \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{2\pi L}{\lambda(1 - \sqrt{R})}. \quad (2.15)$$

В общем случае в выражениях (2.10 – 2.15) необходимо вместо R использовать коэффициент вида $R_1 R_2 (1 - \alpha)$, где R_1, R_2 – коэффициенты отражения зеркал, α – иные потери излучения (на дифракцию и поглощение) за один полный проход резонатора.

2.2.2. Спектр излучения лазера

После включения источника энергии накачки в активной среде создается инверсная населенность «рабочего» перехода. Плотность энергии электромагнитного поля на частоте, соответствующей разнице энергий уровней «рабочего» перехода, близка к нулю, поэтому излучение на этой частоте происходит в основном за счет процесса спонтанного излучения, который, напомним, имеет изотропное пространственное распределение. Если в единичном акте спонтанного излучения направление, частота и фаза излученного фотона совпали с одной из собственных мод оптического резонатора, волна, отразившись от зеркал, возвращается в активную среду и усиливается за счет эффекта вынужденного излучения. Изменение интенсивности волны за один полный проход резонатора описывается произведением коэффициента усиления K на коэффициент обратной связи, который определяется коэффициентом потерь α . Если $K(1 - \alpha) > 1$, интенсивность волны будет увеличиваться. Если K – константа, рост интенсивности будет происходить линейно со временем. Однако вероятность процесса вынужденного излучения, в соответствии с выражением (1.8) на стр. 18, пропорциональна произведению интенсивности волны на степень инверсной населенности активной среды. Поэтому рост интенсивности будет происходить быстрее – экспоненциаль-

но, до тех пор, пока процесс вынужденного излучения не приведет к уменьшению инверсной населенности и падению коэффициента усиления. Это произойдет, когда мощность вынужденного излучения, выходящего из резонатора через полупрозрачное зеркало, по порядку величины будет сравнима с мощностью накачки. В итоге устанавливается стационарное состояние системы при котором мощность накачки, умноженная на суммарный к.п.д.³ системы, будет равна мощности, выходящей наружу через полупрозрачное зеркало в виде направленного пучка излучения. Спонтанное излучение на рабочем переходе уже не будет играть сколь нибудь заметной роли в энергетическом балансе системы, а вынужденное излучение будет сконцентрировано в узком луче вдоль оси резонатора.

Итак, *пороговым условием* для начала процесса генерации в лазере является условие $K(1 - \alpha) > 1$. Увеличение мощности генерации приводит к падению коэффициента усиления, обусловленному конечной мощностью накачки. Система приходит к стационарному состоянию, в котором $K(1 - \alpha) = 1$.

Как мы убедились, из-за явления интерференции, определяющего селективные свойства оптического резонатора, коэффициент обратной связи существенно зависит от длины волны излучения. Это обстоятельство можно записать в явном виде, используя выражение (2.8):

$$\eta(\lambda) = \frac{1 - \alpha}{1 + F \sin^2(\delta/2)}, \quad (2.16)$$

где α отвечает за все потери, не связанные с интерференцией, $F = 4\sqrt{R}/(1 - \sqrt{R})^2$ определяется коэффициентом отражения полупрозрачного зеркала, а δ зависит от длины волны (см. выражение (2.6)).

³ К.п.д. – «коэффициент полезного действия». Если источником энергии считать сеть переменного тока, то к.п.д. различных лазеров варьируется в диапазоне от долей до десятков процентов.

Коэффициент усиления активной среды $K = K(\lambda)$ тоже зависит от длины волны, т. к. любой лазер работает на определенном переходе между энергетическими уровнями. $K(\lambda)$ имеет максимальное значение для длины волны, соответствующей средней разнице энергий двух уровней рабочего перехода. Форма зависимости от длины волны обусловлена различными механизмами уширения линии. Однородное уширение уже было рассмотрено выше, его форма описывается выражением (2.5) (см. стр. 27).

Неоднородное уширение линии генерации обусловлено тем, что активные центры (возбужденные атомы) могут по-разному взаимодействовать с различными спектральными компонентами излучения. В газовых лазерах, например, атомы находятся в состоянии хаотического теплового движения. Следовательно, излучаемые ими волны при переходе в лабораторную систему отсчета будут иметь дополнительный разброс по длинам волн и частотам, обусловленный **эффектом Доплера**. Форма **доплеровского уширения** линии излучения описывается распределением Гаусса:

$$g_D(\lambda_0, \lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_D} \exp\left(-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\sigma_D^2}\right), \quad (2.17)$$

где $\sigma_D = \lambda_0 \sqrt{kT/mc^2}$ – среднеквадратичная ширина распределения, k – постоянная Больцмана, T – температура, m – масса излучающего атома. В газовых лазерах доплеровское уширение линии, как правило, доминирует над естественным.

Будем считать, что зависимость коэффициента усиления от длины волны полностью определяется доплеровским механизмом уширения. Тогда мы можем записать эту зависимость в виде

$$K(\lambda) = K_0 \cdot g_D(\lambda_0, \lambda), \quad (2.18)$$

где константа K_0 включает в себе все, кроме зависимости от длины волны: сечение вынужденного излучения, уровень инверсной

населенности в среде (объемную плотность возбужденных атомов), длину активного элемента и поперечный размер лазерного луча, текущее (моментальное) значение плотности энергии излучения в резонаторе. На рис. 2.5 приведены графики $K(\lambda)$ и $K(\lambda) \cdot \eta(\lambda)$. Интенсивность излучения в модах колебаний, для которых $K(\lambda) \cdot \eta(\lambda) > 1$, возрастает со временем за счет вынужденного излучения. Для остальных мод усиления не происходит, и интенсивность излучения равна нулю.

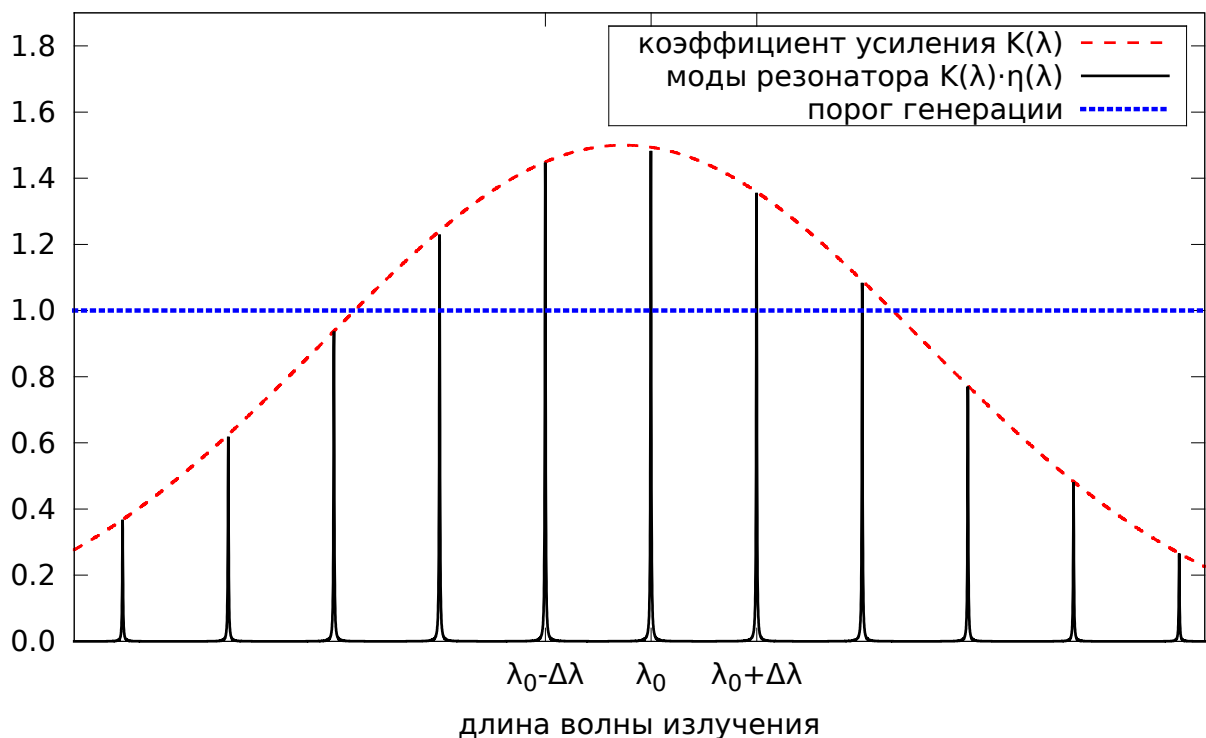


Рис. 2.5. Формирование спектра излучения лазера, определяемого зависимостью коэффициента усиления от частоты света и продольными модами резонатора

Рост интенсивности не может быть бесконечным: он остановится, когда уровень инверсной населенности снизится за счет интенсивного вынужденного излучения. Для всех мод резонатора, где достигнут порог генерации, установится стационарное состояние $K^*(\lambda) \cdot \eta(\lambda) = 1$. Мощность излучения каждой моды будет определяться индивидуальной скоростью накачки, т. к. населенность верхнего уровня лазерного перехода имеет распределение

по энергии, обусловленное рассмотренными механизмами уширения. В итоге спектр излучения лазера будет выглядеть приблизительно так, как это показано на рис. 2.6.

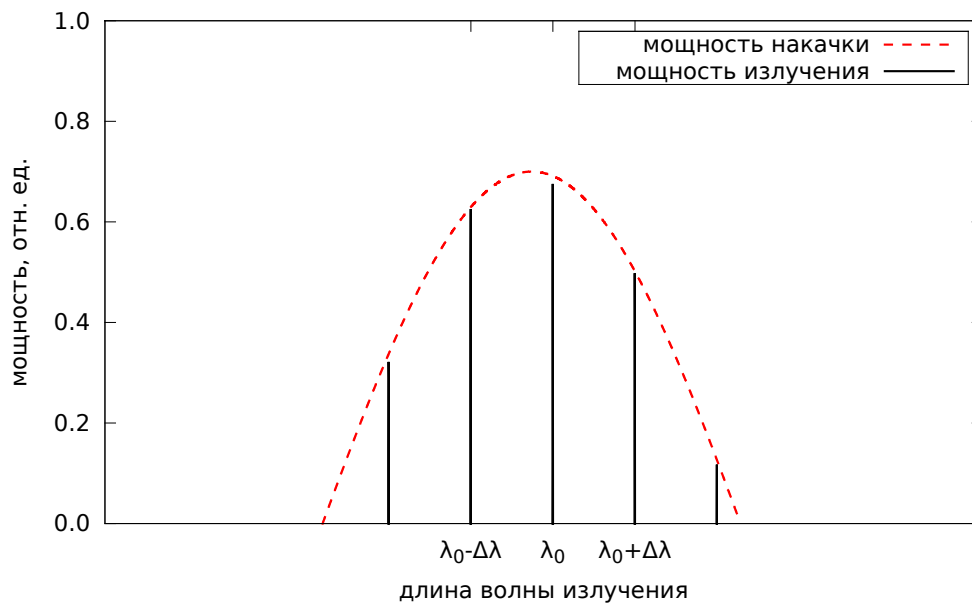


Рис. 2.6. Распределение интенсивностей накачки и излучения лазера по продольным модам резонатора. Все – в относительных единицах

Для каждого конкретного лазера, разумеется, ширина огибающей, количество продольных мод и расстояние между ними могут быть совершенно разными. Итак:

- средняя длина волны лазерного излучения обусловлена расстоянием между энергетическими уровнями используемого перехода в активной среде;
- форма и ширина огибающей линии на рис. 2.6 определяется совместным влиянием однородного (2.5) и неоднородного (2.17) механизмов уширения;
- расстояние между узкими спектральными линиями (продольными модами) определяется длиной резонатора;
- ширина моды зависит от добротности резонатора (см. рис. 2.4).

2.2.3. Поперечные моды резонатора

Пришло время разобраться с поперечным по отношению к оси лазерного резонатора распределением интенсивности излучения. Подробное рассмотрение этого вопроса выходит за рамки настоящего повествования и достаточно подробно изложено в литературе (см., например, [11]). Оптические резонаторы могут содержать большое количество отражающих и других элементов, но наиболее часто применяются двухзеркальные резонаторы с плоскими или сферическими зеркалами. В зависимости от радиусов зеркал R_1, R_2 и расстояния между ними L выделяют различные типы двухзеркальных резонаторов:

- 1) плоскопараллельный резонатор Фабри - Перо ($R_1 = R_2 = \infty$);
- 2) конфокальный резонатор ($R_1 = R_2 = L$), образованный двумя одинаковыми сферическими зеркалами, оси и фокусные расстояния которых совпадают, поле в таком резонаторе концентрируется около оси, что снижает дифракционные потери, однако объем активной среды используется неэффективно;
- 3) полуконфокальный резонатор ($R_1 = 2L, R_2 = \infty$), по своим свойствам аналогичный конфокальному резонатору с удвоенной длиной;
- 4) концентрический резонатор ($R_1 = R_2 = L/2$), образованный двумя сферическими зеркалами, оси и центры кривизны которых совпадают, в таких резонаторах дифракционные потери для неаксиальных мод быстро возрастают, что используется для селекции поперечных мод;
- 5) полуконцентрический резонатор ($R_1 = L, R_2 = \infty$), по своим свойствам близкий к концентрическому резонатору.

Известно, что фундаментальные поперечные моды оптического резонатора являются гауссовыми, если резонатор стабилен, оп-

тические материалы в нем однородны, а оптические поверхности имеют плоскую либо параболическую форму. По определению, поперечное сечение интенсивности гауссова пучка мощностью P может быть описано функцией:

$$I(r) = \frac{P}{\pi w^2/2} \exp\left\{-2\frac{r^2}{w^2}\right\}, \quad (2.19)$$

где r – расстояние от оси пучка, а радиусом пучка w считается расстояние от его оси, на котором интенсивность падает в e^2 раз ($1/e^2 \simeq 13.5\%$). В свободном пространстве радиус пучка изменяется вдоль направления распространения (координата z) как:

$$w(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + (z/z_R)^2}, \quad (2.20)$$

где $z_R = \pi w_0^2/\lambda$ называется Рэлеевской длиной, а $w_0 = w(z=0)$ – радиусом пучка в точке перетяжки. Угол расходимости (дифракции) гауссова пучка в дальней зоне ($z \gg z_R$) равен $\theta_G = \lambda/\pi w_0$. Для пучка света с любым другим поперечным распределением угол дифракционной расходимости будет больше, чем для гауссова пучка ⁴.

Если оптическая схема лазера такова, что поперечный размер активного элемента превосходит поперечный размер гауссова пучка для данной конфигурации резонатора, возможна генерация поперечных мод высших порядков. Очень грубо это можно описать одновременным наличием нескольких оптических осей, вдоль которых возможна лазерная генерация. На рис. 2.7 представлены результаты расчетов поперечного распределения интенсивности в модах с прямоугольной симметрией, а на рис. 2.8 – с полярной симметрией.

⁴ В большинстве применений лазерного излучения наибольшую практическую ценность имеет получение гауссова пучка, т. к. он имеет минимально возможную расходимость и, соответственно, лучше всего поддается фокусировке и транспортировке на значительные расстояния.

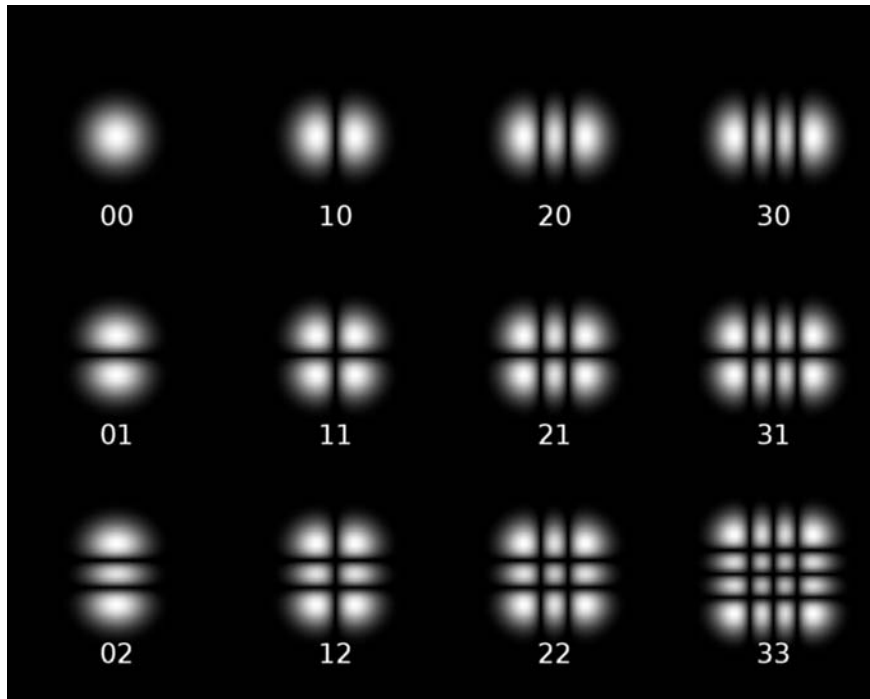


Рис. 2.7. Поперечные моды с прямоугольной симметрией (www.optique-ingenieur.org) называются модами Эрмита – Гаусса и описываются **полиномами Эрмита**. Первый индекс в обозначении моды определяет количество темных полос по оси X , второй – по Y

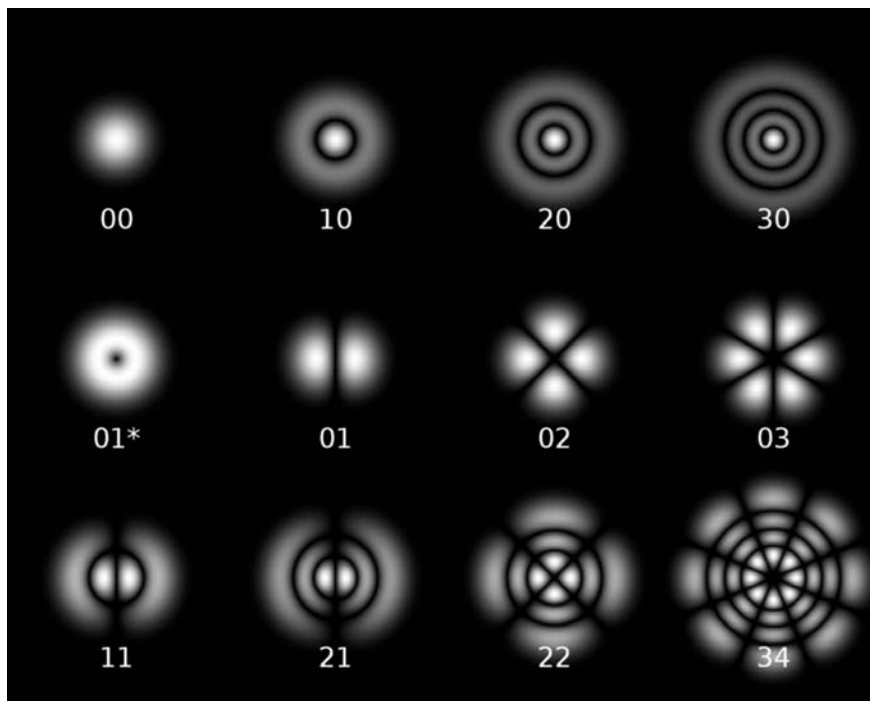


Рис. 2.8. Поперечные моды с полярной симметрией (www.optique-ingenieur.org) называются модами Лагерра – Гаусса и описываются **полиномами Лагерра**. Первый индекс в обозначении моды определяет количество темных полос по радиусу, второй – по углу φ

③ Типы лазеров

В этой главе будут рассмотрены лазеры, использующиеся в лабораторных работах практикума по физической оптике кафедры общей физики физического факультета НГУ.

§ 3.1. Газовый He-Ne лазер



Рис. 3.1. Схема He-Ne лазера. Торцы стеклянной трубки заклеены прозрачными пластинками под углом Брюстера

Исторически He-Ne лазер был первым работоспособным газовым лазером [12]. Активной средой гелий-неонового лазера является смесь гелия и неона в пропорции около 10:1, находящаяся в стеклянной или кварцевой трубке под низким давлением (рис. 3.1). Резонатор такого лазера состоит из двух зеркал – глухого с одной стороны колбы и второго, пропускающего через себя около 1 % падающего излучения. Энергия накачки подается путем создания между двумя электродами – анодом и катодом – электрического газового разряда постоянного тока с напряжением в несколько киловольт и током несколько миллиампер.

§ 3.2. Лазер на растворе красителя

Среди лазеров на конденсированных средах особое место занимают лазеры на красителях, точнее, на растворах молекул органических красителей в органических растворителях или воде [13]. Эти лазеры были открыты в 1966 г. П. Сорокиным и, независимо, Ф. Шафером. Уникальная особенность таких лазеров – возможность плавной перестройки длины волны генерации в полосе шириной несколько десятков нанометров с монохроматичностью, достигающей 1.5 МГц. Лазеры на красителях работают в непрерывном, импульсном и импульсно-периодическом режимах, их оптический к. п. д. при лазерной накачке достигает десятков процентов.

Свойства лазеров на красителях определяются свойствами их рабочего вещества – органических красителей, являющихся сложными органическими соединениями, сильно поглощающими видимый свет. Обычно они состоят из бензольных (C_6H_6), пиридиновых (C_5H_5N), азотных ($C_4H_4N_2$) и других колец. Для иллюстрации на рис. 3.3 показана структура молекулы одного из наиболее известных красителей родамин-6G¹.

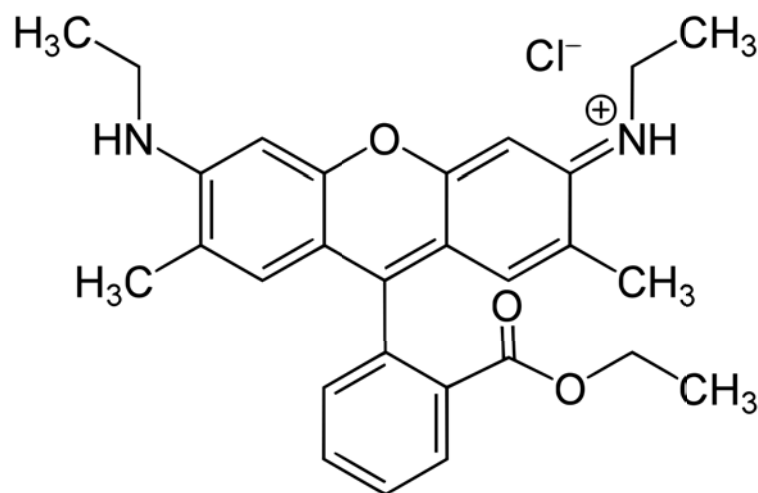


Рис. 3.3. Структура молекулы красителя родамин-6G

¹ Этот краситель используется для лазерной генерации в лабораторной работе №4.3 (гл. 5).

Можно указать ряд основных свойств, которые делают лазерные красители в значительной степени подобными друг другу.

- Во-первых, ширина полос поглощения и излучения в относительных единицах составляет $\Delta\lambda/\lambda \simeq 5\%$.
- Во-вторых, максимум флуоресценции сдвинут в длинноволновую область спектра по сравнению с главным максимумом поглощения (стоксовский сдвиг флуоресценции).
- В-третьих, спектральный контур флуоресценции обычно зеркален спектральному контуру основного поглощения, а время флуоресценции составляет порядка 10^{-9} с.

На рис. 3.4 приведена схема энергетических уровней молекулы органического красителя. При комнатной температуре и в равно-

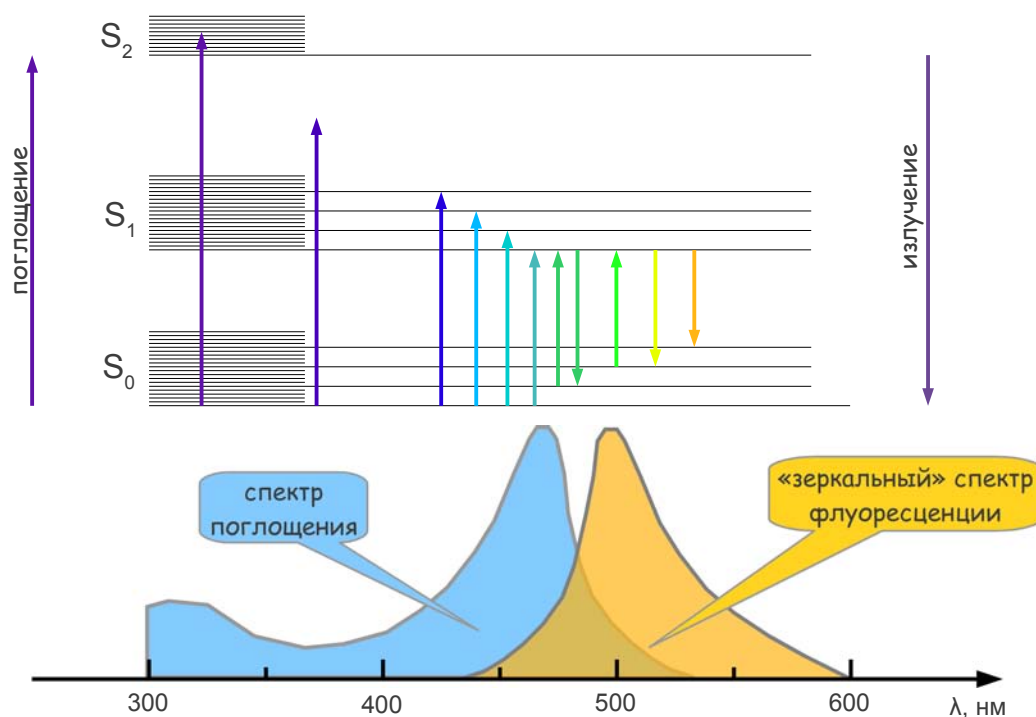


Рис. 3.4. Схематическое изображение энергетических уровней молекулы органического красителя. Цвет стрелок, показывающих переходы между энергетическими уровнями, качественно соответствует энергии (длине волны) фотона. Внизу изображены спектры поглощения и флуоресценции органического красителя

весных условиях молекулы находятся в основном энергетическом состоянии S_0 , а состояния с более высокими энергиями, S_1 и S_2 , не заселены. Каждый отдельный энергетический уровень (S_0 , S_1 и S_2 на рис. 3.4) сложной молекулы органического красителя расщеплен на большое количество подуровней, обусловленных колебательными и вращательными движениями составляющих молекулу радикалов. Эти подуровни условно изображены на рис. 3.4 в виде тонких горизонтальных линий.

При оптическом возбуждении монохроматическим излучением на переходе $S_0 \rightarrow S_1$ заселяются подуровни состояния S_1 . Внутри S_1 за время релаксации $\tau_R \simeq 10^{-11} - 10^{-12}$ с происходит безызлучательная термализация избыточной энергии – установление больцмановского распределения между колебательно-вращательными подуровнями. Излучательное время жизни возбужденных состояний S_1 составляет $\tau_F \simeq (1 \div 5) \times 10^{-9}$ с, поэтому безызлучательная релаксация в пределах состояния происходит намного быстрее, чем излучательная $S_1 \rightarrow S_0$. С нижних уровней S_1 молекула может возвратиться в состояние S_0 , испустив фотон, – такой процесс называется флуоресценцией. При помощи накачки возбуждаются в основном высокие колебательно-вращательные уровни состояния S_1 , а переход $S_1 \rightarrow S_0$ совершается с низших колебательно-вращательных подуровней S_1 на высшие подуровни состояния S_0 , которые менее заселены и могут принять «гостей». Поэтому энергия излученного фотона ($S_1 \rightarrow S_0$) в среднем меньше энергии поглощенного фотона ($S_0 \rightarrow S_1$), что и объясняет наличие сдвига в спектре флуоресценции по отношению к спектру поглощения (оба спектра приведены в нижней части рис. 3.4).

В силу существенной разницы времен релаксации ($\tau_F \gg \tau_R$) между нижними подуровнями состояния S_1 и верхними подуровнями состояния S_0 создается инверсная населенность, и раствор

красителя может быть использован для получения лазерной генерации. Из-за большой ширины спектра флуоресценции ($\Delta\lambda/\lambda \simeq 5\%$) существует возможность получения лазерного излучения в широком диапазоне длин волн. Если в резонатор лазера ввести дополнительные селективные элементы, создающие для одного или нескольких типов колебаний гораздо более высокую добротность по сравнению со всеми остальными, то спектр генерации станет более монохроматическим. Участвовать же в такой «узкочастотной» генерации будет практически вся энергия, запасенная термом S_1 , из-за быстрого внутреннего «перемешивания» за времена порядка τ_R . При перестройке селективных элементов в пределах спектральной ширины линии флуоресценции красителя будет перестраиваться и частота излучения лазера.

§ 3.3. Твердотельный Nd:YAG лазер

Рассмотрим лазер на кристалле иттрий-алюминиевого граната, активированного трехвалентными ионами неодима. Химическая формула кристалла – $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, общепринятое сокращенное название – Nd:YAG лазер.

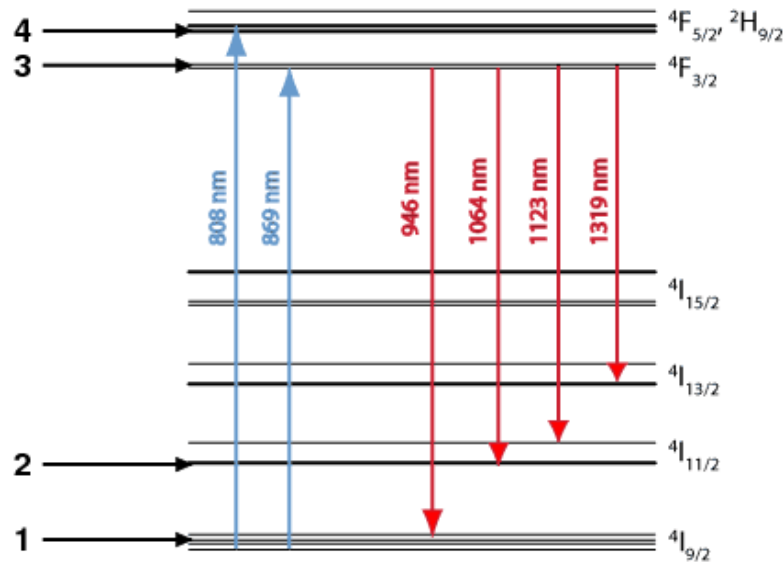


Рис. 3.5. Структура энергетических уровней и переходов для трехвалентного иона неодима в кристалле Nd:YAG. (www.rp-photonics.com)

Лазер работает по четырехуровневой схеме (см. рис. 3.5). Под действием *накачки* ($\lambda \simeq 808$ нм) электроны с уровня 1 переводятся на короткоживущий уровень 4, откуда за счет быстрых неоптических переходов «сваливаются» на уровень 3.

3.3.1. Населенности электронных уровней

Пусть N_1 , N_2 и N_3 – населенности первых трех уровней ², а $N_4 = 0$, так как скорость спонтанных переходов $4 \rightarrow 3$ мы считаем очень большой. В таком случае энергия накачки переводит электроны с основного уровня 1 на уровень 3, а вероятность прямых спонтанных переходов $3 \rightarrow 1$ считаем малой величиной и не берем в расчет. Изменение во времени населенности уровня 1

² Термин «населенность уровня» определен в § 2.1

можно описать дифференциальным уравнением:

$$\frac{dN_1}{dt} = -w_P N_1(t) + w_{21} N_2(t), \quad (3.1)$$

где w_P – скорость переходов $1 \rightarrow 3$ под действием накачки (см. рис. 1.4), w_{21} – скорость переходов $2 \rightarrow 1$ за счет спонтанного излучения (рис. 1.6). Размерность величин w_P и w_{21} – $[c^{-1}]$. Важно понять следующее: скорость убывания электронов с уровня 1 пропорциональна его населенности, коэффициент пропорциональности – константа w_P . Увеличение же населенности уровня 1 пропорционально населенности уровня 2 , коэффициент пропорциональности – константа w_{21} .

Уровень 2 в рассматриваемой нами системе (рис. 3.5) является нижним энергетическим уровнем «рабочего» перехода $3 \rightarrow 2$. Предположим, что наш лазер уже работает, тогда в его резонаторе мы имеем стоячую электромагнитную волну (рис. 2.3). Введем в рассмотрение плотность энергии этой волны $U(t)$.

Для простоты будем считать ее зависящей только от времени, а единицей измерения этой величины выберем $[cm^{-3}]$: в этом случае $U(t)$ описывает объемную плотность числа фотонов с длиной волны $\lambda = 1.064$ мкм на оси лазерного резонатора. Предположив наличие фотонов в резонаторе лазера, мы должны дополнительно учитывать два процесса, а именно:

- переходы $2 \rightarrow 3$ с поглощением фотона (рис. 1.4);
- переходы $3 \rightarrow 2$ за счет вынужденного излучения (рис. 1.5).

Теперь мы можем записать уравнение для изменения во времени населенности уровня 2 :

$$\frac{dN_2}{dt} = -w_{21} N_2(t) + w_{32} N_3(t) - w_i N_2(t) U(t) + w_i N_3(t) U(t). \quad (3.2)$$

Ясно, что член $-w_{21}N_2(t)$ – такой же по величине, как и в (3.1), но отрицательный. Второй член, $w_{32}N_3(t)$, описывает уже знакомое нам спонтанное излучение, но для перехода $3 \rightarrow 2$, где w_{32} – соответствующая константа скорости перехода. Феноменологическая константа w_i (размерность – $[\text{см}^3/\text{с}]$) отвечает за вынужденные переходы $2 \rightarrow 3$ и $3 \rightarrow 2$. Она эквивалентна коэффициентам Эйнштейна $B_{23} = B_{32}$ (см. стр. 15). Такие переходы происходят под действием оптического поля, поэтому вероятности переходов линейно зависят от плотности фотонов в резонаторе лазера $U(t)$.

Уравнение для населенности уровня 3 выглядит так:

$$\frac{dN_3}{dt} = -w_{32}N_3(t) + w_P N_1(t) + w_i N_2(t)U(t) - w_i N_3(t)U(t) . \quad (3.3)$$

В нем участвуют уже обсужденные выше процессы и константы, так что вывод уравнения (3.3) не нуждается в особых комментариях. Отметим еще раз, что мы пренебрегаем населенностью самого верхнего уровня 4 в силу того, что скорость спонтанных переходов $4 \rightarrow 3$ мы считаем очень большой, т. е. $w_{43} \gg w_{32}, w_P$.

Введем в рассмотрение полную плотность числа активных частиц N_V , которая, очевидно, не зависит от времени. Тогда

$$N_1(t) + N_2(t) + N_3(t) = N_V . \quad (3.4)$$

Введем разность населенностей рабочих уровней:

$$N(t) \equiv N_3(t) - N_2(t) . \quad (3.5)$$

Если эта величина положительна, рабочее вещество лазера находится в состоянии *инверсии населенностей*, т. е. приобретает свойства когерентного усилителя электромагнитной волны за счет механизма вынужденного излучения (см. стр. 29). Из (3.2) и (3.3) получим:

$$\frac{dN}{dt} = w_P N_1(t) - 2w_{32}N_3(t) + w_{21}N_2(t) - 2w_i N(t)U(t) . \quad (3.6)$$

Населенности N_2 и N_3 можно выразить через N_V , N , N_1 :

$$N_2 = \frac{N_V - N - N_1}{2} ; \quad N_3 = \frac{N_V + N - N_1}{2} . \quad (3.7)$$

Запишем уравнение для изменения плотности числа лазерных фотонов в резонаторе:

$$\frac{dU}{dt} = -U(t)/\tau_c + w_i N(t)U(t) . \quad (3.8)$$

Здесь τ_c – константа, описывающая экспоненциальное во времени уменьшение плотности фотонов в «холодном» резонаторе (когда $N = 0$). Константу τ_c называют временем жизни фотона в резонаторе, которое определяется его добротностью (стр. 35):

$$\tau_c = Q/\omega = Q\lambda/2\pi c .$$

Второй член в уравнении (3.8) описывает влияние механизма вынужденного излучения (и поглощения) фотонов. Заметим, что его абсолютная величина ровно в два раза меньше аналогичного члена в уравнении (3.6), т.к. излучение (поглощение) одного фотона изменяет инверсную населенность на двойку.

3.3.2. Система кинетических уравнений

Соберем вместе уравнения (3.1), (3.6), (3.8) и с учетом замены переменных (3.7) запишем полную систему *кинетических уравнений лазерной генерации* для рассматриваемой нами четырехуровневой системы:

$$\begin{cases} \dot{N} = (w_P + w_{32} - \frac{1}{2}w_{21})N_1 + \frac{1}{2}w_{21}(N_V - N) - \\ \quad - w_{32}(N_V + N) - 2w_i N U ; \\ \dot{N}_1 = - (w_P + \frac{1}{2}w_{21})N_1 + \frac{1}{2}w_{21}(N_V - N) ; \\ \dot{U} = - U/\tau_c + w_i N U . \end{cases} \quad (3.9)$$

Эту систему называют еще системой балансных уравнений или, по именам авторов, уравнениями Статца–де Марса. Просуммируем предположения и упрощения, сделанные при выводе этой системы уравнений:

- лазер считается одномодовым по поперечным индексам, а рабочие уровни – невырожденными;
- мы пренебрегли пространственными неоднородностями в распределениях плотности энергии электромагнитного поля и населенностей энергетических уровней;
- для упрощения дальнейшего анализа, в последнем уравнении системы (3.9) не учитывается спонтанное излучение, поэтому с помощью системы (3.9) невозможно описать начальный этап зарождения лазерной генерации (при однородных начальных условиях ($U = 0$) и для $t > 0$ мы всегда будем иметь $U = 0$), первоначальные фотоны, дающие начало лазерной генерации, могут быть введены в виде начальных условий.

Тривиальное стационарное решение

Система (3.9) имеет *стационарное* ($\dot{N}_1 = \dot{N} = \dot{U} = 0$) тривиальное ($U = 0$) решение: $N = N_S$. Физический смысл такого решения – установившееся при $t \rightarrow \infty$ распределение электронов по рассматриваемым в задаче уровням в отсутствие лазерной генерации. Такое распределение установится в активном веществе, если включить накачку и убрать резонатор. Чтобы найти N_S , выразим N_1 через N из первого уравнения системы (3.9)

$$N_1 = \frac{w_{21}}{2w_P + w_{21}} (N_V - N) \quad (3.10)$$

и подставим во второе. Получим:

$$N_S = N_V \frac{w_P(w_{21} - w_{32})}{w_P w_{21} + w_{21} w_{32} + w_P w_{32}}. \quad (3.11)$$

Из выражения (3.11) видно, что инверсная населенность положительна, когда скорость накачки $w_P > 0$, а $w_{21} > w_{32}$, т. е. время жизни уровня 2 за счет спонтанного излучения меньше, чем уровня 3. Для Nd:YAG лазера справедливо соотношение $w_{21} \gg w_{32}$, тогда:

$$N_S \simeq N_V \frac{w_P}{w_P + w_{32}} . \quad (3.12)$$

Нетривиальное стационарное решение

Нетривиальное $[U = U_O (> 0); N = N_O]$ стационарное ($\dot{N}_1 = \dot{N} = \dot{U} = 0$) решение системы (3.9) описывает установившийся режим лазерной генерации. Сократив U_O в последнем уравнении системы (3.9), найдем N_O :

$$N_O = (w_i \tau_c)^{-1} . \quad (3.13)$$

Чтобы найти равновесное значение U_O , подставим N_O в 1-ое уравнение системы (3.9), найдем равновесное значение N_1 и подставим его и N_O во 2-ое уравнение. В результате получим:

$$U_O = \frac{\tau_c}{\tau_0} (N_S - N_O) , \quad (3.14)$$

где

$$\tau_0 = \frac{2w_P + w_{21}}{w_P w_{21} + w_{21} w_{32} + w_P w_{32}} . \quad (3.15)$$

Параметр τ_0 имеет размерность времени и является комбинацией скоростей переходов электронов под действием накачки и за счет спонтанного излучения. Из (3.14) видно, что физически значимое решение, соответствующее неотрицательным значениям плотности числа фотонов, имеется лишь при превышении порога:

$$N_S > N_O . \quad (3.16)$$

При этом, поскольку $N_O > 0$ и $N_S > 0$, порог генерации достигается только при инверсии населенностей рабочего перехода. Условие (3.16) фактически является пороговым условием для скорости стационарной накачки $w_P \geq w_P^t$. Используя (3.16) и (3.12), вычислим пороговую скорость накачки:

$$w_P^t = w_{32} \frac{N_O}{N_V - N_O}. \quad (3.17)$$

Переходной процесс

Рассмотрим процессы, происходящие после включения накачки в момент времени $t = 0$. Начальными условиями для решения системы (3.9) будут: $N_1 = N_V$, $N = 0$, а в качестве начального значения для U подойдет очень маленькое число, скажем $U = U_O \times 10^{-20}$. Систему балансных уравнений можно решать численно с использованием итерационных методов дифференцирования. Для этого была создана специальная программа (на основе метода Рунге–Кутты 4-го порядка). Пример решения приведен на рис. 3.6. Видно, что на начальном этапе растет уровень инверсной населенности, при этом мощность излучения близка к нулю. Как только N становится больше N_O , мощность излучения лавинообразно увеличивается, что приводит к опустошению верхнего уровня лазерного перехода и к падению инверсной населенности ниже порогового значения. Дальнейшее поведение описывается релаксационными колебаниями, амплитуда которых со временем затухает и устанавливается стационарный режим генерации с $N \rightarrow N_O$; $U \rightarrow U_O$.

В программе моделирования переходного процесса используются фиксированные значения материальных параметров:

$$N_V = 0.5 \times 10^{20} \text{ 1/см}^3; \quad 1/w_{32} = 0.23 \text{ мс}; \quad w_i = 1.8 \times 10^{-11} \text{ см}^3/\text{мс}.$$

Свободными параметрами являются скорость накачки w_P и время жизни фотона в резонаторе τ_c (см. рис. 3.7).

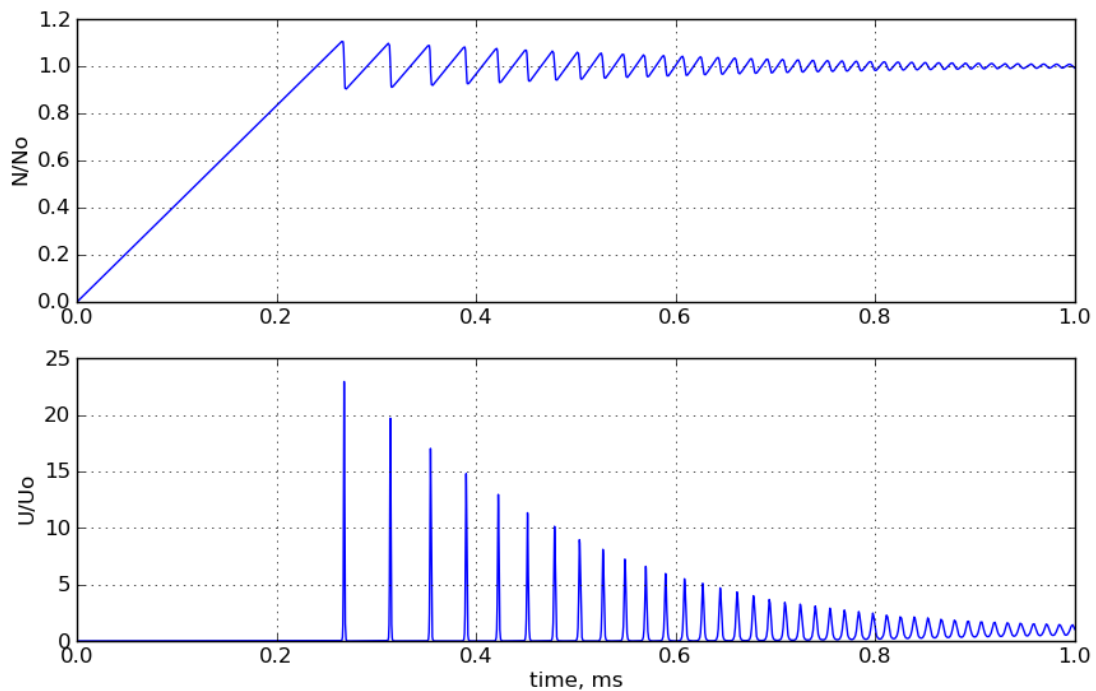


Рис. 3.6. Пример численного решения системы уравнений (3.9). Вверху – график изменения инверсной населенности в единицах N/N_0 , внизу – график мощности лазерного излучения в единицах U/U_0

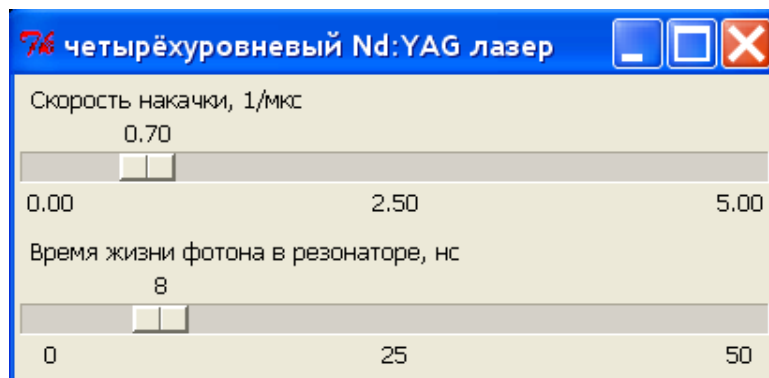


Рис. 3.7. Интерактивное окно управления свободными параметрами системы (3.9)

§ 3.4. Полупроводниковый лазер

Полупроводниковый лазер – твердотельный лазер, в котором в качестве рабочего вещества используется полупроводник. В таком лазере, в отличие от лазеров других типов (в том числе и других твердотельных), используются излучательные переходы не между изолированными уровнями энергии атомов, молекул и ионов, а между разрешенными энергетическими зонами или подзонами кристалла. Поскольку в полупроводниковом лазере возбуждаются и излучают коллективно атомы, составляющие кристаллическую решетку, сам лазер может обладать очень малыми размерами. Другими особенностями полупроводниковых лазеров являются высокий к. п. д., малая инерционность, высокая технологичность и низкая стоимость серийного изготовления.

Типичным представителем полупроводниковых лазеров является **лазерный диод** – лазер, в котором рабочей областью является $p - n$ переход. Когда на анод диода подается положительный потенциал, говорят, что диод смещен в прямом направлении.

При этом дырки из p -области инжектируются в n -область $p - n$ перехода, а электроны из n -области инжектируются в p -область полупроводника. Если электрон и дырка оказываются рядом, они могут рекомбинировать, в результате чего может быть излучен фотон. Такой процесс называется спонтанным излучением и является источником света в светодиодах.

При определенных условиях электрон и дырка перед рекомбинацией могут находиться в одной области пространства достаточно долгое время (до микросекунд), создавая таким образом инверсную населенность. В лазерном диоде полупроводниковый кристалл изготавливают в виде тонкой пластинки. Верхний слой кристалла легируется для создания n -области, а в нижнем слое создают p -область: в результате получается плоский $p - n$ пере-

ход большой площади. Две боковые стороны (торцы) кристалла полируются для образования гладких параллельных плоскостей, которые образуют оптический резонатор.

Длина волны излучения лазерного диода зависит от ширины запрещенной зоны между энергетическими уровнями p - и n -областей полупроводника. В связи с тем, что излучающий элемент достаточно тонок, луч на выходе диода, вследствие дифракции, практически сразу расходится. Для компенсации этого эффекта и получения тонкого луча необходимо применять собирающие линзы. Большинство полупроводниковых лазеров работают на единственной длине волны, которая, однако, обладает сильной нестабильностью и зависит от множества факторов – изменения силы тока, внешней температуры и т. д.



Рис. 3.8. Полупроводниковый лазер ЛПИ-120

На рис. 3.8 приведено изображение лазера ЛПИ-120. В последние годы описанная выше конструкция простейшего лазерного диода подвергалась многочисленным усовершенствованиям. Созданы и продолжают создаваться полупроводниковые лазеры все новых и новых типов. Это самая многочисленная по общему количеству работающих экземпляров категория лазеров.

§ 3.5. Генерация второй гармоники

Генерация второй гармоники (ГВГ) – процесс, позволяющий получить излучение удвоенной частоты за счет нелинейного взаимодействия лазерного излучения с диэлектрическим кристаллом.

3.5.1. Нелинейная поляризация среды

Любой атом или молекула, как известно, представляют из себя электрически нейтральную конфигурацию положительно заряженных ядер и электронных оболочек с отрицательным зарядом. Стабильность такой квантовой системы поддерживается внутренними электромагнитными связями.

В качестве простого примера рассмотрим плоскую модель молекулы, состоящей из двух одинаковых атомов, связанных ковалентной связью. На рис. 3.9, а нарисована молекула в отсутствие

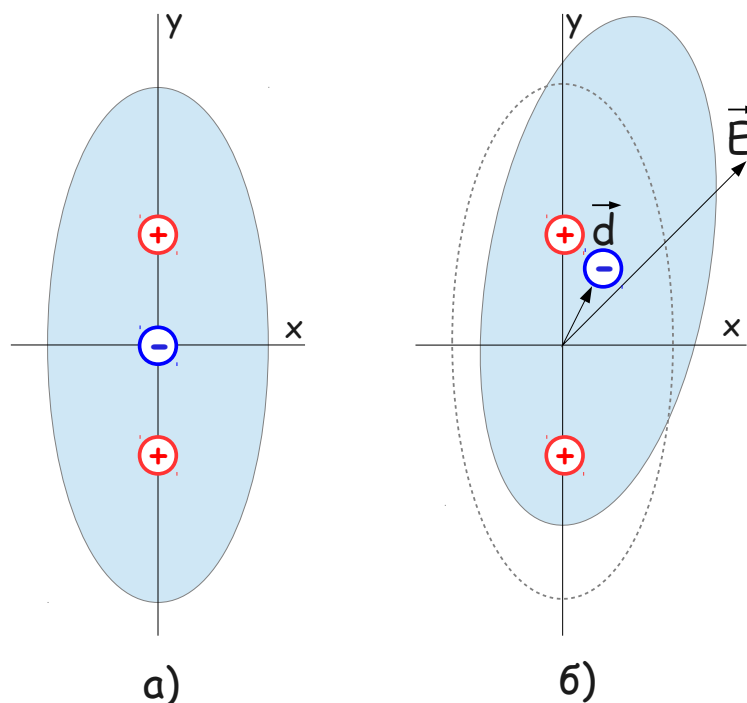


Рис. 3.9. Плоская модель двухатомной молекулы

а) без внешнего поля, б) во внешнем электрическом поле \vec{E} , направленном под углом к оси молекулы

внешних полей. Положительные заряды (+) соответствуют ядрам двух образующих молекулу атомов. Отрицательный заряд (-) нарисован в центре распределения плотности электронного облака. В такой ситуации у молекулы нет электрического дипольного момента, т. к. центры распределений плотности положительных и отрицательных зарядов совпадают.

На рис. 3.9, б молекула помещена в электрическое поле \vec{E} , направленное под углом 45° к оси молекулы. Отрицательный заряд электронного облака под действием внешнего поля сместился относительно положительного, и у молекулы появился электрический дипольный момент \vec{d} . Величина смещения определяется соотношением внешнего и внутреннего электрического поля, причем последнее, очевидно, анизотропно – иначе электронное облако было бы круглым. Если проекции вектора напряженности внешнего поля на оси x и y равны, то соответствующие проекции дипольного момента – различны. Из-за этой анизотропии направление вектора \vec{d} даже в нашем простейшем примере не совпадает с направлением вектора \vec{E} . С ростом напряженности внешнего поля поляризация молекулы будет расти, а электронная оболочка начнет не только смещаться, но и деформироваться, вплоть до ионизации. Поэтому модуль вектора $|\vec{d}|$ будет зависеть от напряженности поля \vec{E} сложным нелинейным образом.

Внешние электрические поля вызывают поляризацию вещества, которая макроскопически описывается вектором поляризации \vec{P} и обусловлена только что рассмотренным на микроскопическом уровне электрическим дипольным моментом отдельных молекул. Если молекулы в диэлектрике слабо связаны друг с другом и ориентированы случайным образом, то при помещении среды во внешнее электрическое поле молекулярные диполи будут стремиться развернуться вдоль поля так, чтобы направления векторов \vec{P} и \vec{E} совпали. Таким образом, в изотропном диэлектрике,

помещенном во внешнее электрическое поле, возникает макроскопическая поляризация

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E}, \quad (3.18)$$

где скалярный коэффициент χ называется диэлектрической восприимчивостью.

Если же вещество образовано упорядоченной структурой связанных между собой молекул, все сказанное выше об анизотропии распространяется и на среду в целом [15]. Речь, очевидно, идет о кристаллической структуре. Для того чтобы описать поляризацию анизотропного диэлектрического кристалла во внешнем поле, приходится учитывать нелинейную связь векторов \vec{P} и \vec{E} . Когда внешнее поле относительно мало, то вектор \vec{P} можно разложить по степеням составляющих вектора \vec{E} . Выбрав произвольную систему координат с осями x, y, z , это разложение в общем виде можно записать так:

$$P_i = \varepsilon_0 \left[\sum_{j=x,y,z} \chi_{ij} E_j + \sum_{j,k=x,y,z} \hat{\chi}_{ijk} E_j E_k + \dots \right], \quad (3.19)$$

где ε_0 – электрическая постоянная (в системе СИ), а индексом i обозначены x, y, z компоненты вектора поляризации \vec{P} . В этом выражении тензоры χ_{ij} и $\hat{\chi}_{ijk}$ называются тензорами *линейной* и *квадратичной* восприимчивостей среды соответственно. Многоточие обозначает более высокие порядки разложения, которые нам в дальнейшем не понадобятся, поэтому их мы рассматривать не будем. Для изотропной среды тензоры всех порядков вырождаются в скаляры.

Если каждая точка среды является центром симметрии, то все восприимчивости четных порядков обращаются в нуль [1]. Действительно, изменим на противоположные направления всех координатных осей. Тогда изменятся знаки у E_j и E_k , но $\hat{\chi}_{ijk}$

останется неизменным, т. к. начало координат, как и любая точка среды, является центром симметрии. Значит, не изменится и весь квадратичный член в (3.19), а суммарная поляризация будет зависеть от выбора системы координат. Это противоречит соображениям симметрии, и, чтобы снять это противоречие, $\hat{\chi}_{ijk}$ должен быть тождественно равен нулю. То же справедливо и для остальных тензоров четных порядков. Из тридцати двух кристаллографических классов остается двадцать один класс симметрии без центра инверсии, когда тензор $\hat{\chi}$ не вырождается в нуль.

Поляризация среды под действием постоянного внешнего электрического поля является хорошо известным явлением. Очевидно, что поляризация будет возникать и под действием переменного поля. В этом случае выражение (3.19) справедливо для монохроматического поля, а все тензоры восприимчивости $\chi, \hat{\chi}, \dots$ являются еще и функциями частоты колебаний ω .

Если систему координат x, y, z привязать к оптическим осям кристалла, то выражение (3.19) можно записать в сокращенной матричной форме [16, 17]:

$$P_i = \varepsilon_0 \left[\sum_{j=x,y,z} \chi_{ij} E_j + \sum_{k=1}^6 \hat{\chi}_{ik} (EE)_k + \dots \right], \quad (3.20)$$

где

$$\begin{aligned} (EE)_1 &\equiv E_x^2, & (EE)_2 &\equiv E_y^2, & (EE)_3 &\equiv E_z^2, \\ (EE)_4 &\equiv 2E_y E_z, & (EE)_5 &\equiv 2E_x E_z, & (EE)_6 &\equiv 2E_x E_y. \end{aligned}$$

Величина $\hat{\chi}_{ik}$ является матрицей размерности 3×6 ($i = 1, 2, 3 = x, y, z$), которая действует на вектор-столбец $(EE)_k$. В зависимости от типа симметрии кристалла [14, 17] и способа привязки системы координат к его осям некоторые элементы матрицы $\hat{\chi}_{ik}$ могут быть одинаковыми, а некоторые – равными нулю. Заметим еще, что в принятых нами обозначениях, размерность элементов

этой матрицы, [метр/вольт], обратна размерности напряженности электрического поля.

Для примера рассмотрим один из широко распространенных в нелинейной оптике кристаллов – иодат лития $LiIO_3$ [18]. Одна из его модификаций называется $\alpha LiIO_3$, имеет гексагональную решетку и оптически прозрачна в диапазоне длин волн от 0.31 до 5.5 мкм. Ненулевыми элементами матрицы $\hat{\chi}_{ik}$ этого кристалла являются $\hat{\chi}_{31} \simeq \hat{\chi}_{33} \simeq -7$ пм/В (для $\lambda=1.064$ мкм). Если вектор \vec{E} внешнего электромагнитного поля, в которое мы поместили кристалл, направлен вдоль оси x ($\vec{E} = [E, 0, 0]$), то нелинейная поляризация в кристалле, определенная по формуле (3.20), будет направлена вдоль оси z : $\vec{P} = [0, 0, P]$, где $P = \varepsilon_0 \hat{\chi}_{31} E^2$.

Пусть в кристалл в направлении s входит плоская монохроматическая волна $\vec{E}_\omega = [E_\omega, 0, 0]$, поляризованная по оси x :

$$E_\omega(s, t) = E_0 \cos(\omega t - k_\omega s), \quad (3.21)$$

где

$$k_\omega = \omega/c_\omega = n_\omega \omega/c. \quad (3.22)$$

Здесь c_ω – скорость света в кристалле, n_ω – показатель преломления на частоте ω , c – скорость света в вакууме. Направление распространения волны s может быть любым, ортогональным направлению поляризации x . Такая волна будет создавать в кристалле нелинейную поляризацию, направленную вдоль оси z , $\vec{P} = [0, 0, P]$, где

$$\begin{aligned} P(s, t) &= \varepsilon_0 \hat{\chi}_{31} E_0^2 \cos^2(\omega t - k_\omega s) = \\ &= \frac{\varepsilon_0 \hat{\chi}_{31} E_0^2}{2} \left(1 + \cos(2\omega t - 2k_\omega s) \right). \end{aligned} \quad (3.23)$$

Первое слагаемое в этом выражении не зависит от времени и соответствует процессу *оптического детектирования*, т. е. возникновения в нелинейной среде постоянной электрической поляризации при прохождении через нее световой волны.

Второе слагаемое описывает волну поляризации, осциллирующую на частоте 2ω . Эта волна поляризации будет излучать электромагнитную волну на удвоенной по сравнению с исходной волной частоте. Электрическое поле этой волны $\vec{E}_{2\omega} = [0, 0, E_{2\omega}]$ запишем в виде

$$E_{2\omega}(s, t) = E_{2\omega}(s) \cos(2\omega t - k_{2\omega}s), \quad (3.24)$$

где

$$k_{2\omega} = 2\omega/c_{2\omega} = 2\omega n_{2\omega}/c \quad - \quad (3.25)$$

волновое число на частоте 2ω , а $E_{2\omega}(s)$ – амплитуда волны второй гармоники, зависящая от s неизвестным (пока) образом. Подчеркнем еще раз, что плоскости поляризации электромагнитных волн первой и второй гармоник ортогональны. Из формул (3.23) и (3.24) найдем фазовые скорости волн поляризации и генерируемой ею электромагнитной волны – v_P и $v_{E_{2\omega}}$ соответственно:

$$\begin{cases} v_P & = 2\omega/2k_{\omega} ; \\ v_{E_{2\omega}} & = 2\omega/k_{2\omega} . \end{cases} \quad (3.26)$$

Если $v_P = v_{E_{2\omega}}$, то в процессе распространения волны в кристалле фаза волны нелинейной поляризации будет совпадать с фазой излучаемой ею электромагнитной волны. В соответствии с выражениями (3.22) и (3.25) условие равенства фазовых скоростей v_P и $v_{E_{2\omega}}$ выполняется только в том случае, когда коэффициент преломления для индуцирующей поляризацию волны первой гармоники совпадает с коэффициентом преломления для индуцированной волны второй гармоники:

$$n_{2\omega} = n_{\omega}. \quad (3.27)$$

Условие (3.27) называется условием *фазового синхронизма*. Заметим, что если бы плоскость поляризации волны первой гармоники совпадала с плоскостью поляризации волны второй гармоники,

выполнение условия (3.27) было бы невозможным из-за дисперсии показателя преломления $n = n(\omega)$.

Рассмотрим поведение амплитуды волны $E_{2\omega}(s)$ в выражении (3.24). Пусть волна первой гармоники входит в кристалл в точке $s = 0$, где s – координата вдоль направления распространения волны. Далее предположим, что энергия электромагнитной волны первой гармоники может переходить в энергию волны второй гармоники, а другие потери (поглощение, рассеяние и т. д.) отсутствуют. Рассмотрим небольшой отрезок ds , находящийся на расстоянии s от начала точки входа излучения в кристалл. Запишем уравнение, описывающее изменение поля второй гармоники, возбуждаемой в кристалле в слое толщиной ds за счет нелинейного эффекта удвоения частоты:

$$dE_{2\omega} = ds \cdot \eta \cdot \left(E_0^2 - \frac{n_{2\omega}}{n_\omega} E_{2\omega}^2(s) \right) \cdot \cos(\Delta k s), \quad (3.28)$$

где $\eta = \omega n_\omega \hat{\chi}_{31} / 2\pi c$ имеет размерность [1/В]. Следующий множитель $E_0^2 - \frac{n_{2\omega}}{n_\omega} E_{2\omega}^2(s)$ пропорционален интенсивности $I_\omega(s)$ волны первой гармоники. Действительно,

$$I_\omega(0) \propto n_\omega E_0^2, \quad \text{а } I_{2\omega}(s) \propto n_{2\omega} E_{2\omega}^2(s),$$

причем $I_{2\omega}(0) = 0$. По мере распространения вглубь кристалла $I_\omega(s)$ может уменьшиться только за счет роста интенсивности второй гармоники, т. к. прочие потери мы не рассматриваем. $I_\omega(s)$ определяет амплитуду волны нелинейной поляризации внутри отрезка ds , как это следует из (3.23).

В приближении медленно меняющихся амплитуд $ds \cdot \eta \cdot I_\omega(s)$ есть *приращение* амплитуды волны второй гармоники. Последний множитель в (3.28) описывает интерференцию волн, где

$$\Delta k = k_{2\omega} - 2k_\omega = \frac{4\pi}{\lambda} (n_{2\omega} - n_\omega) \quad (3.29)$$

определяет рассогласование фаз волны второй гармоники излучения и волны нелинейной поляризации на частоте 2ω по мере распространения обеих внутрь кристалла. λ в (3.29) – длина волны в вакууме излучения первой гармоники. Уравнение (3.28) – обыкновенное нелинейное дифференциальное уравнение первого порядка, решение которого, с учетом граничного условия $E_{2\omega}(0) = 0$, выглядит так:

$$E_{2\omega}(s) = E_0 \sqrt{\frac{n_\omega}{n_{2\omega}}} \operatorname{th} \left(\frac{\eta E_0 \sqrt{n_{2\omega}/n_\omega} \sin(\Delta k s)}{\Delta k} \right), \quad (3.30)$$

где $\operatorname{th}(x) = (e^x - e^{-x})/(e^x + e^{-x})$ – гиперболический тангенс. Интенсивность второй гармоники получим, возведя (3.30) в квадрат:

$$I_{2\omega}(s) = I_0 \operatorname{th}^2 \left(\frac{\eta E_0 \sqrt{n_{2\omega}/n_\omega} \sin(\Delta k s)}{\Delta k} \right). \quad (3.31)$$

В ситуации идеального фазового синхронизма $n_{2\omega} = n_\omega$, $\Delta k = 0$ и, разложив синус в ряд Тейлора, получаем:

$$I_{2\omega}(s) = I_0 \operatorname{th}^2(\eta E_0 s). \quad (3.32)$$

Если $s \rightarrow \infty$, получаем $I_{2\omega} = I_0$, т. е. вся энергия первой гармоники преобразовалась во вторую. Если $\eta E_0 s = 1$, то $I_{2\omega} = 0.58 \times I_0$. При распространении волны первой гармоники внутрь кристалла на характерную глубину $l_{\text{эфф}} = 1/\eta E_0$, 58 % мощности излучения первой гармоники преобразуется во вторую гармонику (см. рис. 3.10). Стоит заметить, что эффективность преобразования энергии во вторую гармонику в современных лазерах может достигать нескольких десятков %. Для $s \ll l_{\text{эфф}}$ произведем разложение гиперболического тангенса в уравнении (3.31), что дает следующий результат:

$$I_{2\omega}(s \ll l_{\text{эфф}}) \simeq I_0 \frac{n_{2\omega}}{n_\omega} \left(\frac{\sin(\Delta k s)}{\Delta k l_{\text{эфф}}} \right)^2. \quad (3.33)$$

После прохождения кристалла длиной $l \ll l_{\text{эфф}}$ интенсивность второй гармоники будет описываться выражением

$$I_{2\omega}(l \ll l_{\text{эфф}}) \simeq \frac{2n_{2\omega}}{c\varepsilon_0} \left(\hat{\chi} \frac{l}{\lambda} I_0 \right)^2 \left(\frac{\sin(\Delta k l)}{\Delta k l} \right)^2, \quad (3.34)$$

где ε_0 – электрическая постоянная, λ – длина волны в вакууме излучения первой гармоники, а $\hat{\chi}$ – коэффициент квадратичной восприимчивости используемого нелинейного кристалла (в нашем случае $\hat{\chi} = \hat{\chi}_{31}$). Соотношение $l \ll l_{\text{эфф}}$, очевидно, соответствует ситуации, когда коэффициент преобразования во вторую гармонику очень мал, т. е. $I_{2\omega}(l) \ll I_{\omega}(0)$. Тогда $I_{2\omega}(l) \propto I_0^2 l^2$, что обусловлено нелинейной природой процесса генерации второй гармоники. Напомним, что интенсивность излучения в системе СИ измеряется в единицах [Дж·с⁻¹·м⁻²]. На рис. 3.10 показаны графики функции (3.31) при различных значениях Δk .

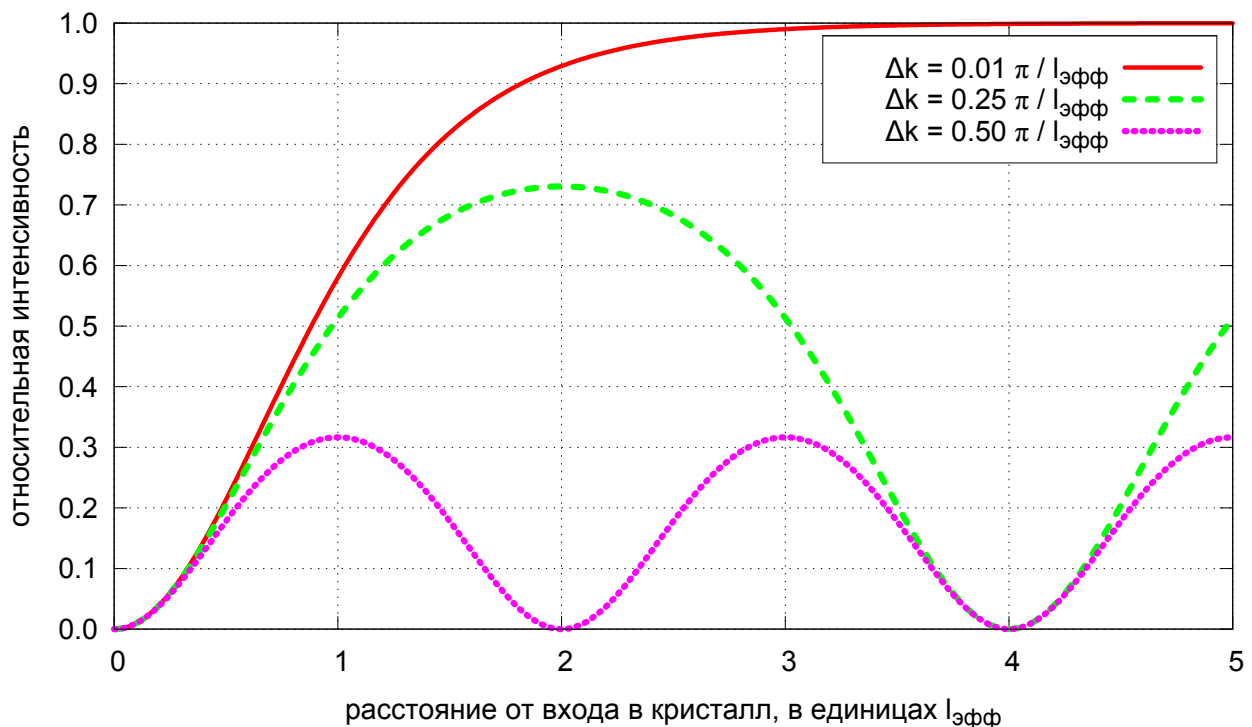


Рис. 3.10. Зависимость относительной интенсивности второй гармоники от глубины проникновения внутри кристалла при различных значениях Δk

3.5.2. Фазовый синхронизм

Рассмотрим подробнее, как практически можно достичь фазового синхронизма в оптически анизотропном кристалле. Если в изотропной среде показатель преломления скалярным образом связан с диэлектрической восприимчивостью $n = \sqrt{1 + \chi}$, то в анизотропной, в соответствии с выражением (3.19), диэлектрическая восприимчивость определяется тензором χ_{ij} , а значит, и коэффициент преломления перестает быть скалярной величиной. Для наглядного описания оптической анизотропии используется так называемая индикатриса показателя преломления [16], которая в случае одноосного кристалла представляет собой эллипсоид вращения вокруг оптической оси (ось z на рис. 3.11). Через центр эллипсоида проведем ось s в направлении распространения

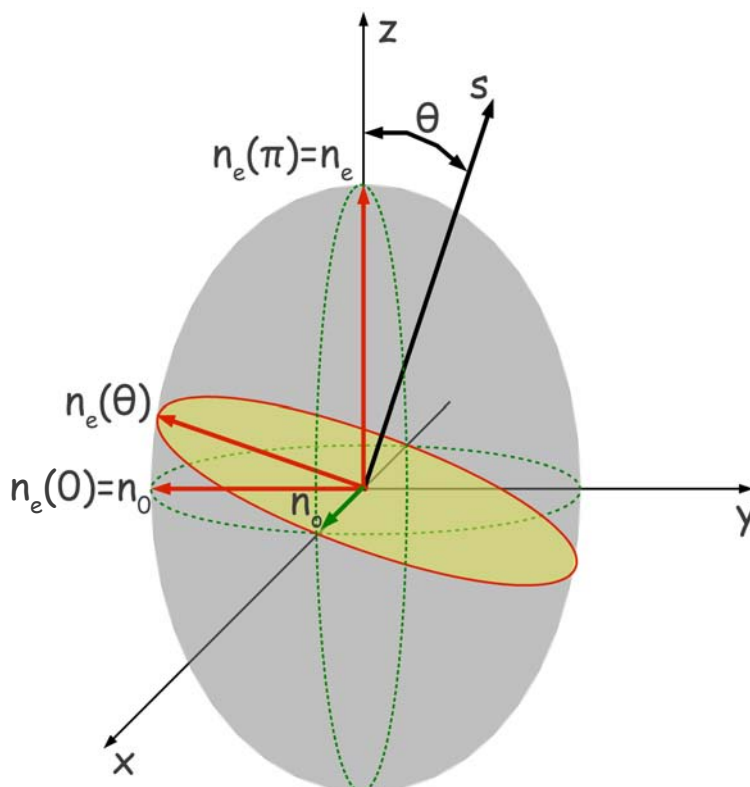


Рис. 3.11. Эллипсоид показателей преломления положительного одноосного кристалла

луча, а также плоскость, ортогональную этой оси. Пересечение этой плоскости с эллипсоидом образует эллипс. Большая и малая оси этого эллипса определяют направления поляризации световой волны, а длина каждой из полуосей, n_o и $n_e(\theta)$, равна значению показателя преломления для соответствующего направления поляризации. Одно из этих направлений, n_o , всегда перпендикулярно оптической оси z , и волна, поляризованная в этом направлении, называется *обыкновенной*. Из рис. 3.11 видно, что ее показатель преломления n_o не зависит от направления распространения луча. Волна с другим направлением поляризации называется *необыкновенной* волной, и ее показатель преломления $n_e(\theta)$ зависит от угла между направлением распространения луча и осью кристалла. $n_e(\theta)$ меняется в диапазоне от n_o до значения n_e , называемого показателем преломления необыкновенной волны. В случае $n_e > n_o$ одноосный кристалл называется *положительным*, а в противном случае – *отрицательным*.

На примере иодата лития покажем, как может быть осуществлено на практике условие (3.27). Экспериментально измеренная дисперсия показателей преломления в отрицательном одноосном кристалле αLiIO_3 определяется эмпирическими формулами:

$$\begin{cases} n_o^2 = 2.083648 + \frac{1.332068\lambda^2}{\lambda^2 - 0.035306} - 0.008525\lambda^2, \\ n_e^2 = 1.673463 + \frac{1.245229\lambda^2}{\lambda^2 - 0.028224} - 0.003641\lambda^2, \end{cases} \quad (3.35)$$

в которые длину волны λ нужно подставлять в микрометрах. Вследствие нормальной дисперсии оба показателя преломления растут с уменьшением длины волны.

Пусть первая гармоника имеет длину $\lambda=1.064$ мкм (излучение Nd:YAG лазера), соответственно вторая гармоника будет иметь длину волны 0.532 мкм. Тогда из (3.35) определим значения по-

казателей преломления:

$$\begin{cases} n_o(1.064) = 1.8571; & n_e(1.064) = 1.7165; \\ n_o(0.532) = 1.8982; & n_e(0.532) = 1.7480. \end{cases} \quad (3.36)$$

Условием фазового синхронизма является равенство показателей преломления $n_e(\lambda/2, \theta_{\text{фс}}) = n_o(\lambda)$. Необходимо только сориентировать кристалл таким образом, чтобы угол между оптической осью и направлением луча составил $\theta_{\text{фс}}$. Геометрически угол $\theta_{\text{фс}}$ определяется пересечением окружности радиуса $n_o(\lambda)$ и эллипса с полуосями $[n_x = n_o(\lambda/2), n_y = n_e(\lambda/2)]$, нарисованных совместно на графике зависимости соответствующих показателей преломления от угла θ , построенном в полярных координатах. Эти графики приведены на рис. 3.12. Зная уравнения (3.35), а также уравнения эллипса и окружности, $\theta_{\text{фс}}$ несложно вычислить для

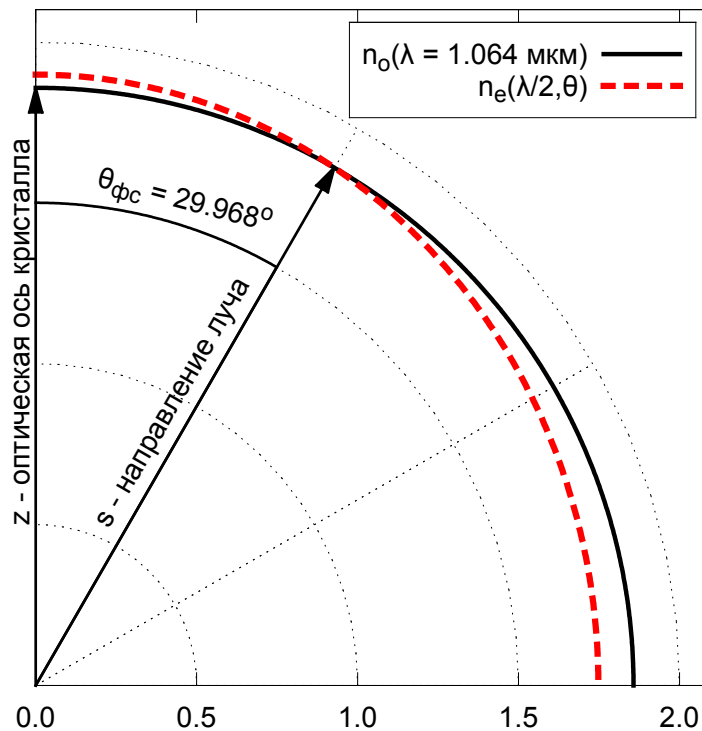


Рис. 3.12. Фазовый синхронизм в кристалле иодата лития

любой длины волны:

$$\theta_{\text{фс}}(\lambda) = \arccos \sqrt{\left(1 - \frac{n_e^2(\lambda/2)}{n_o^2(\lambda)}\right) / \left(1 - \frac{n_e^2(\lambda/2)}{n_o^2(\lambda/2)}\right)}. \quad (3.37)$$

Для $\lambda=1.064$ мкм $\theta_{\text{фс}} = 29.968^\circ$. Зависимость показателя преломления необыкновенного луча от угла θ в отрицательном одноосном кристалле описывается уравнением эллипса:

$$n_e(\theta) = \frac{n_e}{\sqrt{1 - (1 - n_e^2/n_o^2) \cos^2(\theta)}}. \quad (3.38)$$

Решим задачу о нахождении угловой ширины фазового синхронизма $\Delta\theta_{\text{фс}}$, т. е. найдем, при каком угле $\theta_{\text{фс}} \pm \Delta\theta_{\text{фс}}$ интенсивность процесса генерации второй гармоники упадет в два раза. **Продифференцируем** уравнение (3.38) по θ :

$$\frac{\partial n_e(\theta)}{\partial \theta} = - \frac{n_e(1 - n_e^2/n_o^2) \sin(\theta) \cos(\theta)}{(1 - (1 - n_e^2/n_o^2) \cos^2(\theta))^{3/2}}. \quad (3.39)$$

Уравнение (3.39) определяет зависимость $\Delta n = (n_{2\omega} - n_\omega)$ от угла установки кристалла, необходимую для нахождения разницы волновых векторов в формуле (3.29). Подставим в формулу (3.39) значения $\theta_{\text{фс}}$, n_o и n_e для второй гармоники и получим ответ $\partial n / \partial \theta \simeq -0.14$. Перепишем формулу (3.29) с учетом этого результата:

$$\Delta k \simeq 0.14 \frac{4\pi}{\lambda} \Delta\theta = 0.56 \frac{\pi}{\lambda} \Delta\theta. \quad (3.40)$$

Чтобы оценить угловую ширину фазового синхронизма $\Delta\theta_{\text{фс}}$, используем формулу (3.34). Если длина кристалла $l_{\text{кр}}$ такова, что $\Delta k l_{\text{кр}} = \pi$, интенсивность второй гармоники упадет до нуля. Соответственно, $\Delta\theta_{\text{фс}} \simeq \lambda / l_{\text{кр}}$, и поставленную задачу можно считать решенной.

Подставим $\Delta k(\Delta\theta_{\text{фс}})$ из формулы (3.40) в выражение (3.30). На рис. 3.13 приведены графики эффективности процесса гене-

рации второй гармоники в зависимости от угла поворота кристалла. Из рисунка видно, что при относительно низкой эффективности процесса ($l_{\text{кр}} = l_{\text{эфф}}$) эта зависимость хорошо описывается функцией типа $(\sin(x)/x)^2$, что и подтверждается упрощенным выражением (3.34). При увеличении коэффициента преобразования ($l_{\text{кр}} = 3 \times l_{\text{эфф}}$) основной максимум становится уже, но вблизи его центра (область «хорошего» синхронизма), наблюдается уменьшение зависимости мощности от расстройки по углу.

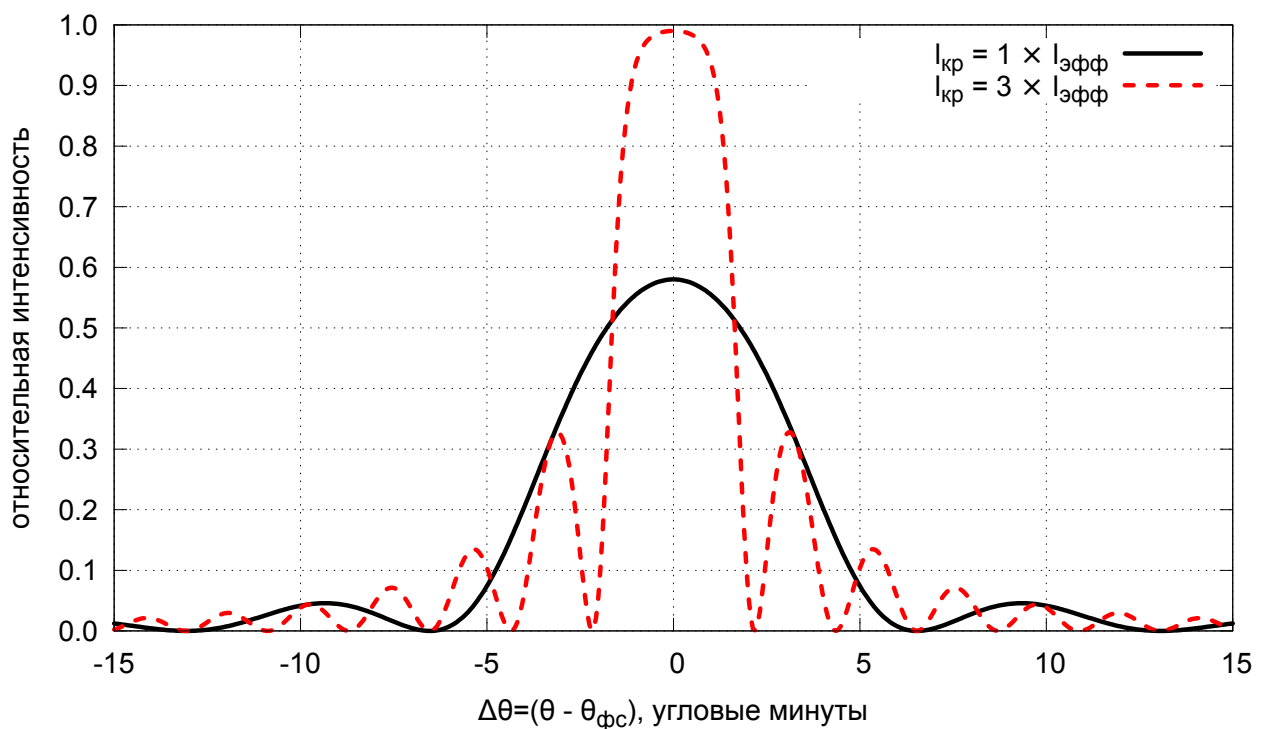


Рис. 3.13. Зависимость относительной интенсивности второй гармоники от степени нарушения условия фазового синхронизма при различных длинах кристалла

В заключение раздела заметим, что идеи, высказанные при рассмотрении процесса генерации второй гармоники, могут быть легко распространены на случай двух падающих волн с частотами ω_1 и ω_2 , складывающихся в волну $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ благодаря эффекту нелинейной поляризации в анизотропной среде.

④ Приборы для измерения параметров излучения

В этой главе будут рассмотрены приборы, использующиеся в лабораторных работах практикума по физической оптике кафедры общей физики физического факультета НГУ для измерения параметров лазерного излучения.

§ 4.1. Интерферометр Фабри–Перо

4.1.1. Теория

В 1899 г. французские физики Ш. Фабри и А. Перо впервые предложили использовать в качестве многолучевого интерферометра две частично посеребренные стеклянные пластины, расположенные на некотором расстоянии друг от друга. Интерферометр Фабри–Перо представляет из себя прозрачную среду с двумя строго параллельными отражающими поверхностями. Он уже знаком читателю в роли лазерного резонатора, устройство которого было рассмотрено в § 2.2 Интерферометр с фиксированным расстоянием между пластинами называют эталоном Фабри–Перо. При сборке и юстировке интерферометра пластины устанавливаются взаимно параллельно с точностью до сотых долей микрона. Схема интерферометра приведена на рис. 4.1.

Рассмотрим луч света с длиной волны λ , падающий извне на границу раздела двух сред с показателями преломления n_0 и n соответственно. Часть света отражается от поверхности, другая, преломляясь, входит в среду, так что $n_0 \sin \theta_0 = n \sin \theta$. Разность

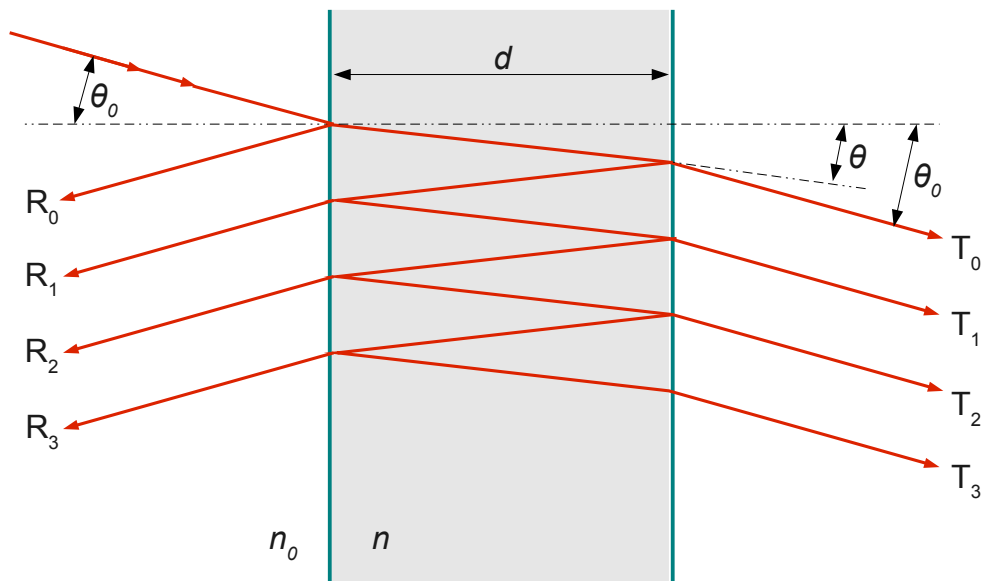


Рис. 4.1. Схема интерферометра Фабри-Перо

оптической длины пути для соседних отраженных (R_0, R_1, \dots) или прошедших (T_0, T_1, \dots) лучей составит $\Delta l = 2nd \cos \theta$. Отсюда следует, что набег фазы между соседними лучами ¹ равен

$$\delta = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) 2nd \cos \theta = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) 2L, \quad (4.1)$$

где L называется *оптической длиной* интерферометра.

При падении волны на отражающую поверхность, отношение интенсивностей отраженной и падающей волн называется коэффициентом отражения R , причем $R \leq 1$. В отсутствие поглощения связь R с коэффициентом пропускания T тривиальна:

$$R + T = 1 .$$

Относительная *интенсивность* волны T_m на рис. 4.1 ($m = 0, 1, 2, \dots$) равна

$$I_m = T^2 (R^2)^m .$$

¹ Если угол θ_0 мал и $n > n_0$, то для луча R_0 при отражении происходит скачок фазы на π . Если $n < n_0$, то сдвиг фазы на π будет иметь место для всех отраженных лучей, кроме R_0 .

Комплексная *амплитуда* волны равна

$$t_m = TR^m e^{im\delta}.$$

Полная амплитуда прошедшей волны обусловлена многолучевой интерференцией:

$$t = \sum_{m=0}^{\infty} t_m = T \sum_{m=0}^{\infty} R^m e^{im\delta} = \frac{1-R}{1-Re^{i\delta}}. \quad (4.2)$$

Отношение полной интенсивности излучения, прошедшего через интерферометр, к интенсивности падающего излучения, определяется выражением:

$$I_T = tt^* = \frac{(1-R)^2}{1+R^2-2R\cos\delta} = \frac{1}{1+F\sin^2(\delta/2)}, \quad (4.3)$$

где $F = 4R/(1-R)^2$ называется *коэффициентом резкости*.

Из выражения (4.3) следует, что коэффициент пропускания максимален ($I_T = 1$), когда набег фазы δ кратен 2π . Если условие максимума пропускания $\delta = 2\pi N$ выполняется для целого числа N так, что $\lambda N = 2L$, оно будет выполняться и для длины волны $(\lambda + \Delta\lambda)$ такой, что

$$(N-1)(\lambda + \Delta\lambda) = 2L.$$

Величина $\Delta\lambda$ (или $\Delta\nu$) называется *областью свободной дисперсии* или *свободным спектральным интервалом* прибора:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L}; \quad \Delta\nu = \frac{c}{2L}. \quad (4.4)$$

Если $L \gg \lambda$, то порядок интерференции $N \gg 1$, а $\Delta\lambda/\lambda \ll 1$. Зависимость коэффициентов пропускания и отражения интерферометра от длины волны излучения для разных коэффициентов отражения зеркал R иллюстрирует рис. 4.2. Ширина резонансной кривой на полувысоте от максимума ($\delta\lambda$ и $\delta\nu$ на рис. 4.2)

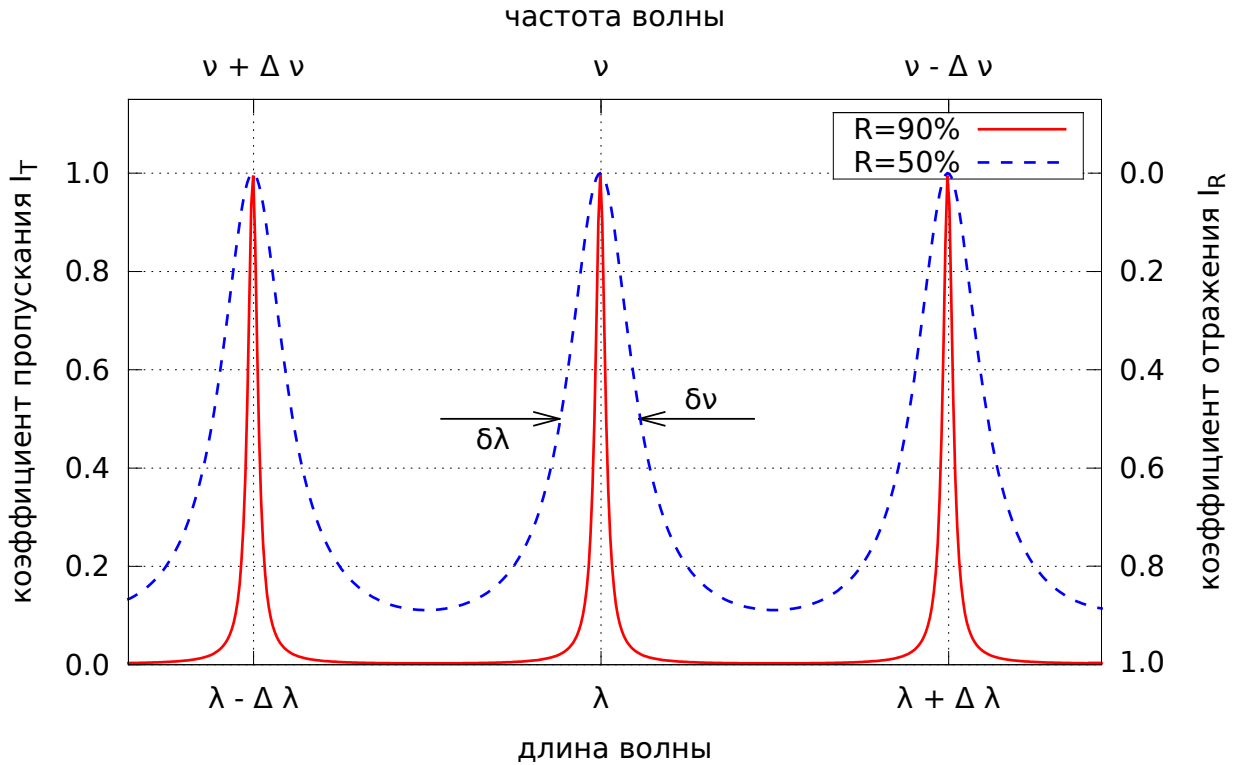


Рис. 4.2. Зависимость коэффициентов I_T и I_R от длины волны излучения. $\Delta\lambda$ и $\Delta\nu$ – свободный спектральный интервал, а $\delta\lambda$ и $\delta\nu$ – аппаратная ширина интерферометра

называется *аппаратной шириной интерферометра* и зависит от коэффициента резкости F :

$$\frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{\delta\nu}{\Delta\nu} = \frac{2 \arcsin(1/\sqrt{F})}{\pi} \simeq \frac{1-R}{\pi\sqrt{R}} = \frac{1}{N_{\text{эфф}}}, \quad (4.5)$$

где приближенное равенство применимо для $R > 0.5$, а $N_{\text{эфф}}$ – эффективное число интерферирующих лучей. Например, для коэффициента отражения зеркал $R = 0.97$, получаем $N_{\text{эфф}} \simeq 100$, т. е. аппаратная ширина интерферометра $\delta\lambda$ в сто раз уже его свободного спектрального интервала $\Delta\lambda$.

4.1.2. Применение

Пусть интерферометр Фабри–Перо состоит из двух стеклянных пластин, установленных параллельно друг другу. Обращенные внутрь поверхности пластин покрыты отражающими металлическими или диэлектрическими слоями, частично пропускаю-

щими свет. Если пластины находятся в воздухе, коэффициенты преломления и углы равны: $n = n_0 = 1$, $\theta = \theta_0$ (см. рис. 4.1). В этом случае, как следует из выражения (4.1), интерференционные максимумы прошедших лучей возникают при соблюдении условия

$$m\lambda = 2d \cos \theta, \quad (4.6)$$

где m – порядок интерференции (целое число), λ – длина волны света, θ – угол, под которым наблюдается интерференционный максимум, d – расстояние между пластинами интерферометра.

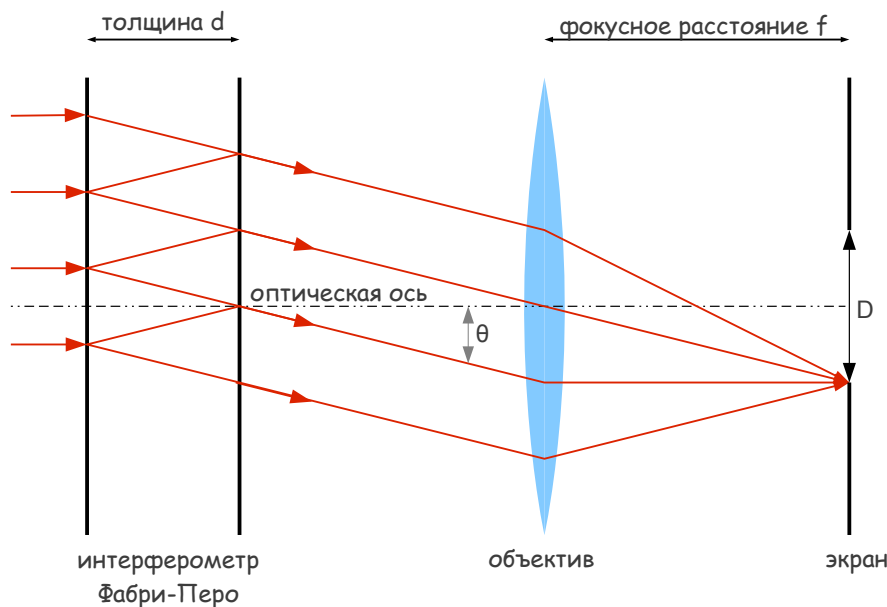


Рис. 4.3. Вариант использования интерферометра Фабри-Перо

Расположим за интерферометром объектив с фокусным расстоянием f , а в фокусной плоскости объектива поместим экран для наблюдения интерференционной картины, как это показано на рис. 4.3. Все лучи, выходящие из интерферометра под определенным углом θ к оптической оси, образуют на экране кольцо диаметром D , причем θ и D связаны простым геометрическим

соотношением:

$$\cos \theta = \frac{f}{\sqrt{f^2 + (D/2)^2}} \simeq 1 - \frac{D^2}{8f^2}, \quad (4.7)$$

где приближение соответствует ситуации $f \gg D$. Пусть в исходном спектре излучения присутствует всего одна монохроматическая линия с длиной волны λ . Интерференционные максимумы образуют на экране светлые кольца, диаметр которых D_m определяется геометрией установки и порядком интерференции m :

$$m = \frac{2d}{\lambda} \cos \theta_m \simeq \frac{2d}{\lambda} \left(1 - \frac{D_m^2}{8f^2}\right). \quad (4.8)$$

Сравним между собой диаметры двух соседних колец, для которых порядок интерференции различается на единицу:

$$\begin{cases} D_m^2 &= 8f^2 \left(1 - \frac{\lambda m}{2d}\right) \\ D_{m+1}^2 &= 8f^2 \left(1 - \frac{\lambda m}{2d} - \frac{\lambda}{2d}\right). \end{cases} \quad (4.9)$$

Таким образом, зная толщину интерферометра d , фокусное расстояние объектива f и измерив диаметры интерференционных колец для соседних порядков интерференции, мы можем определить длину волны излучения:

$$\lambda = \frac{d}{4f^2} \left(D_m^2 - D_{m+1}^2\right). \quad (4.10)$$

Если в исследуемом спектре излучения присутствует несколько монохроматических линий, каждый порядок интерференции будет содержать соответствующее число колец. На рис. 4.4 приведена интерферограмма спектра с двумя близко расположенными линиями излучения.

К примеру, рассмотрим возможность использования интерферометра Фабри–Перо с расстоянием между пластинами $d = 10$ см

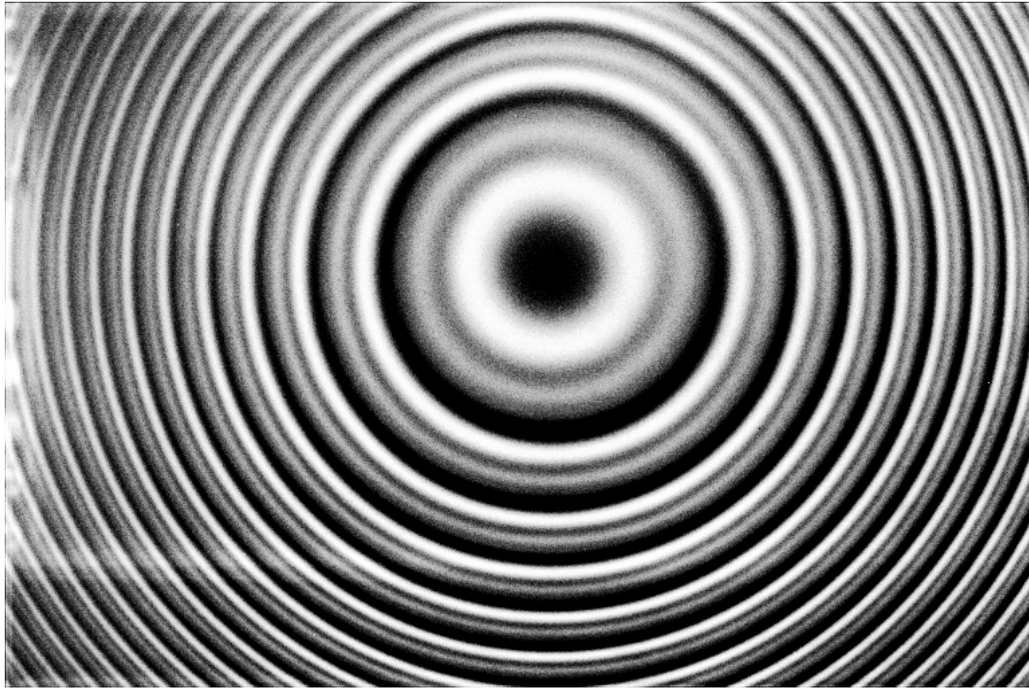


Рис. 4.4. Интерферограмма спектра с двумя близко расположенными линиями излучения

для изучения спектра видимого излучения с длиной волны $\lambda = 0.5$ мкм. Область свободной дисперсии такого интерферометра в относительных единицах составит $\Delta\lambda/\lambda = \lambda/2d = 2.5 \times 10^{-6}$. Это означает, что такой прибор позволяет исследовать особенности спектра в узком диапазоне двух с половиной миллионных долей от средней длины волны. Пусть в спектре содержатся две различные линии излучения, λ и $\lambda + \Delta\lambda$, удовлетворяющие этому условию, т. е. $\Delta\lambda/\lambda < 2.5 \times 10^{-6}$.

Поставим задачу: с высокой точностью измерить расстояние между этими линиями $\Delta\lambda$. Измерим диаметры двух интерференционных колец D_λ и $D_{\lambda+\Delta\lambda}$ в любом удобном для измерения порядке интерференции m – важно, чтобы он был одним и тем же для обеих длин волн (см. рис. 4.4). Используя выражение (4.8), мы можем записать равенство:

$$\frac{\lambda + \Delta\lambda}{\lambda} = 1 + \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{8f^2}{8f^2} \frac{D_{\lambda+\Delta\lambda}^2}{D_\lambda^2}. \quad (4.11)$$

Из (4.11) получаем:

$$\Delta\lambda = \lambda \cdot \frac{D_\lambda^2 - D_{\lambda+\Delta\lambda}^2}{8f^2 - D_\lambda^2} \simeq \frac{\lambda}{8f^2} (D_\lambda^2 - D_{\lambda+\Delta\lambda}^2). \quad (4.12)$$

Очевидно, что используя формулу (4.12), можно измерить величину $\Delta\lambda$ примерно с такой же относительной погрешностью, с которой применение формулы (4.10) позволяет измерить длину волны λ , несмотря на то что эти величины отличаются друг от друга на шесть порядков.

§ 4.2. Фотоэлектрические приборы

4.2.1. Полупроводниковый фотодиод

Полупроводниковый фотодиод (рис. 4.5) – широко распространенная разновидность фотоэлектрических приемников оптического излучения. Фотодиод преобразует попавший на его фоточувствительную область свет в электрический заряд за счет процессов в $p-n$ или $p-i-n$ переходе. Фотодиод только преобразует свет в электрический заряд, но не усиливает его, в отличие от лавинных фотодиодов и фототранзисторов. При воздействии квантов излучения в n -области происходит генерация свободных носителей за счет явления фотоэффекта. Ширина n -области подбирается такой, чтобы дырки не успевали рекомбинировать до перехода в p -область. Ток фотодиода определяется током неосновных носителей – дрейфовым током и пропорционален интенсивности излучения. Быстродействие фотодиода определяется скоростью разделения носителей электрическим полем, а также емкостью $p-n$ перехода. Фотодиод может работать в двух режимах: фотогальваническом – без внешнего напряжения и фотодиодном – с внешним запирающим напряжением.



Рис. 4.5. На фото: полупроводниковый фотодиод

4.2.2. Светочувствительные матрицы

ПЗС-матрица (сокр. от «прибор с зарядовой связью») или CCD-матрица (сокр. от англ. «Charge-Coupled Device») – специализированная аналоговая интегральная микросхема, состоящая из светочувствительных фотодиодов. **Прибор с зарядовой связью** был изобретен в 1969 г. У. Бойлом и Дж. Смитом в лабораториях Белла (AT&T Bell Labs). ПЗС начали свою жизнь как устройства памяти, в которые можно было поместить заряд во входной регистр устройства. Однако способность элемента памяти устройства получить заряд благодаря фотоэлектрическому эффекту сделала применение ПЗС устройств для регистрации изображений основным. В 2009 г. за работы над ПЗС У. Бойл и Дж. Смит были награждены Нобелевской премией по физике.

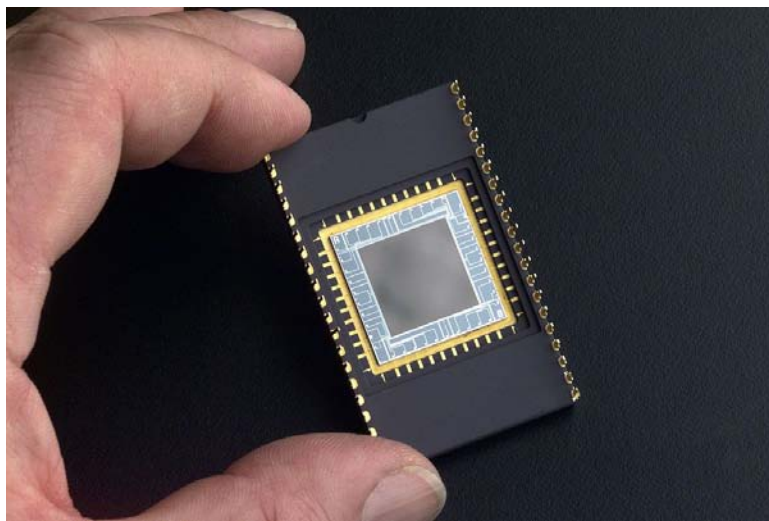


Рис. 4.6. На фото: микросхема CCD

ПЗС-матрица (рис. 4.6) состоит из поликремния, отделенного от кремниевой подложки, у которой при подаче напряжения через поликремневые затворы изменяются электрические потенциалы вблизи электродов. Подачей определенной комбинации напряжений на электроды происходит сброс всех ранее образовавшихся зарядов и приведение всех элементов в идентичное состояние. Далее комбинация напряжений на электродах создает потен-

циальную яму, в которой могут накапливаться электроны, образовавшиеся в данном пикселе матрицы в результате воздействия света. Чем интенсивнее световой поток во время экспозиции, тем больше накапливается электронов в потенциальной яме данного пикселя. После экспонирования последовательные изменения напряжения на электродах формируют в каждом пикселе и рядом с ним распределение потенциалов, которое приводит к перетеканию заряда в направлении к выходным элементам матрицы. Считывание ПЗС-элементов осуществляется последовательными регистрами сдвига, которые преобразовывают строку зарядов на входе в серию импульсов на выходе.

В настоящее время конкурирующей технологией производства светочувствительных элементов с большим количеством ячеек (пикселей) является **КМОП-технология**. ПЗС- и КМОП-матрицы чрезвычайно широко распространены и имеют огромное количество разнообразных бытовых и научных приложений.

⑤ Описания лабораторных работ

В последней главе учебника приведены методические указания по выполнению пяти лабораторных работ по теме «Оптика лазеров» в практикуме по физической оптике кафедры общей физики физического факультета Новосибирского государственного университета:

- № 4.1. Изучение спектра излучения He-Ne лазера;
- № 4.2. Трехзеркальный лазер-интерферометр;
- № 4.3. Изучение спектра лазера на красителе;
- № 4.4. Генерация лазерного излучения;
- № 4.5. Генерация оптических гармоник.

Описания лабораторных работ № 4.1 и № 4.2 сделаны на основе учебного пособия [13] и сборника [19]. Методические указания для работ № 4.3 и № 4.5 основаны на материале учебного пособия [13].

Лабораторная работа 4.1.

Изучение спектра излучения He-Ne лазера

Цели работы:

- знакомство с принципами работы He-Ne лазера;
- получение навыков юстировки оптического резонатора;
- изучение различных конфигураций структуры поперечных мод лазерного резонатора;
- знакомство с интерферометром Фабри–Перо;
- измерение средней длины волны и расстояния между продольными модами в спектре излучения He-Ne лазера.

Оборудование:

многомодовый He-Ne лазер с источником питания, торцевой ключ для юстировки резонатора, эталон Фабри–Перо, зеркала, видеокамера, компьютер, объектив, программное обеспечение для обработки интерферограмм.

Подготовка к работе

Перед выполнением работы необходимо изучить следующие материалы из данного учебника:

- общие принципы работы лазеров (Главы 1, 2);
- особенности устройства гелий-неонового лазера (§ 3.1);
- принцип действия и методику измерений спектра излучения интерферометром Фабри–Перо (§ 4.1);
- принципы работы видеокамеры на основе ПЗС (§ 4.2).

С помощью полученной информации рассчитайте расстояние между продольными модами (см. стр. 32) для резонатора длиной $L = 1$ м в единицах частоты ($\Delta\nu$, МГц), длины волны ($\Delta\lambda$, мкм) и в относительных единицах ($\Delta\lambda/\lambda_0$, где $\lambda_0 = 0.6328$ мкм). Оцените ширину линии усиления неона σ_D/λ_0 (см. стр. 37) и сравните ее с расстоянием между продольными модами.

Схема экспериментальной установки

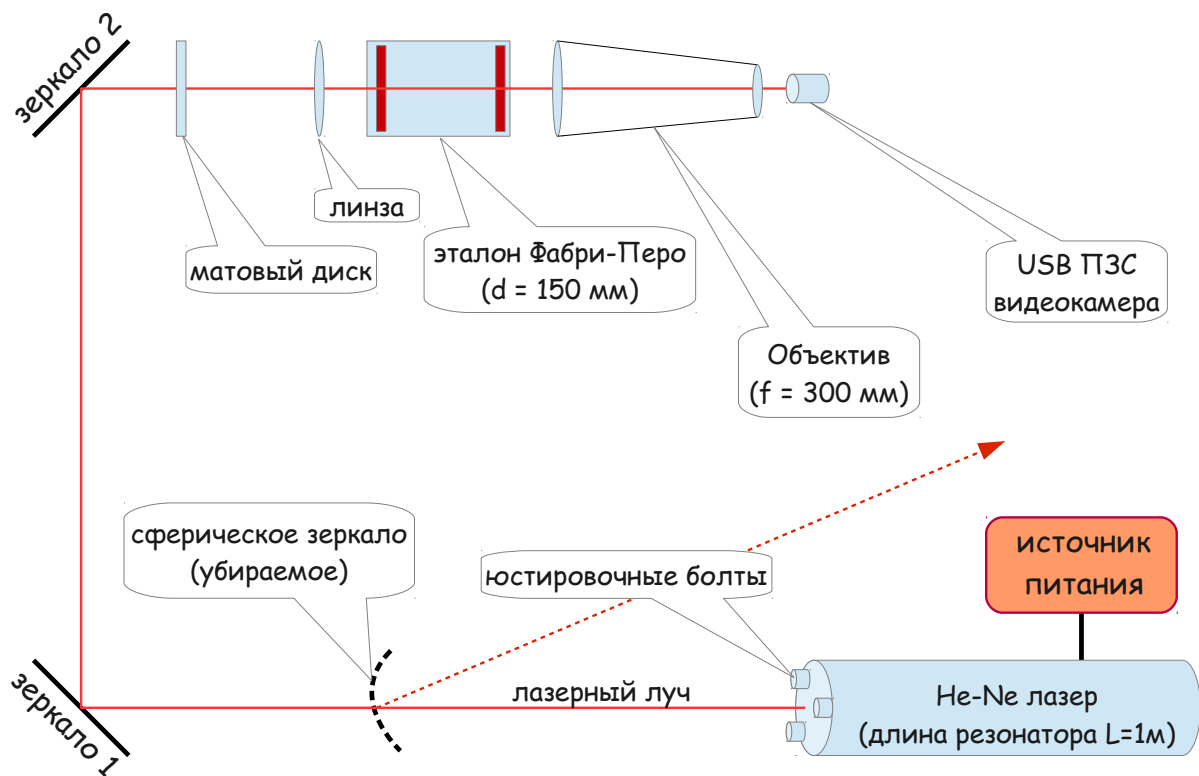


Рис. 5.1. Схема установки лабораторной работы №4.1

Выполнение работы

Задание 1

Для визуального наблюдения поперечной модовой структуры He-Ne лазера на пути луча установите сферическое зеркало. Увеличенное изображение поперечного распределения интенсивно-

сти света в лазерном пучке спроецируйте на экран. Изменение модовой структуры лазерного излучения осуществляется юстировкой резонатора с помощью специального торцевого ключа. Зарисуйте на бумаге несколько различных картинок распределения интенсивности. Идентифицируйте тип модовой структуры для каждой зарисованной картинке (см. рис. 2.7 и рис. 2.8).

Задание 2

Настройте резонатор на основную поперечную моду TEM_{00} и уберите сферическое зеркало. Регистрация спектра лазерного излучения осуществляется при помощи эталона Фабри–Перо. При освещении эталона Фабри–Перо пучком He-Ne лазера, рассеянным на вращающемся матовом стеклянном диске, в фокальной плоскости объектива наблюдается система концентрических колец. В плоскости наблюдения интерференционной картины расположена светочувствительная матрица ПЗС-видеокамеры. Изображение с видеокамеры передается в компьютер. Эталон Фабри–Перо ($d = 150$ мм) и объектив ($f = 300$ мм) объединены с цифровой видеокамерой в один блок, который установлен на юстировочном столике. Получите интерференционную картину продольных мод лазера. Юстировкой резонатора добейтесь, чтобы в каждом порядке интерференции наблюдалось от двух до пяти спектральных линий. Сохраните полученную интерферограмму.

Задание 3

Измерьте диаметры светлых колец для двух-четырех продольных мод в нескольких порядках интерференции. Определите длину волны излучения He-Ne лазера, используя различные подходящие для этого комбинации диаметров колец (формула (4.10), см. стр. 78). Определите среднее значение и погрешность измерения длины волны. Сравните полученный результат с табличным значением длины волны излучения He-Ne лазера ($\lambda = 632.8$ нм).

Задание 4

Определите расстояние между соседними продольными модами в шкале длин волн (формула (4.12), см. стр. 80). Определите среднее значение и погрешность измерения расстояния между продольными модами. Сравните с расчетным значением для резонатора длиной $L = 1$ м.

Контрольные вопросы:

- 1) Какие характеристики лазерного излучения обусловлены продольными и поперечными модами?
- 2) Как влияют параметры интерферометра Фабри–Перо на его спектральные характеристики – область свободной дисперсии, разрешающую силу, угловую и линейную дисперсию?
- 3) Можно ли использовать формулу (4.10) для определения расстояния между продольными модами?
- 4) Схема внутреннего устройства He-Ne лазера изображена на рис. 3.1 (см. стр. 43). Торцы стеклянной трубки заклеены прозрачными пластинками под углом Брюстера. Зачем?

Лабораторная работа 4.2.

Трехзеркальный лазер-интерферометр

Цели работы:

- знакомство с принципами работы He-Ne лазера;
- получение навыков юстировки оптического резонатора;
- знакомство с трехзеркальным лазер-интерферометром;
- измерение показателя преломления фторопласта.

Оборудование:

He-Ne лазер ЛГ–126 с источником питания, детектор видимого излучения – фотодиод ФД–24 с блоком питания, оптические фильтры, зеркало на подложке из пьезокерамики, USB-прибор Handyscope HS3, сочетающий в себе функции осциллографа и функционального генератора.

Подготовка к работе

Перед выполнением работы необходимо изучить следующие материалы из данного учебника:

- общие принципы работы лазеров (Главы 1, 2);
- особенности устройства гелий-неонового лазера (§ 3.1);
- принцип действия интерферометра Фабри–Перо (§ 4.1/4.1.1);
- принципы работы полупроводникового фотодиода (§ 4.2).

Схема экспериментальной установки

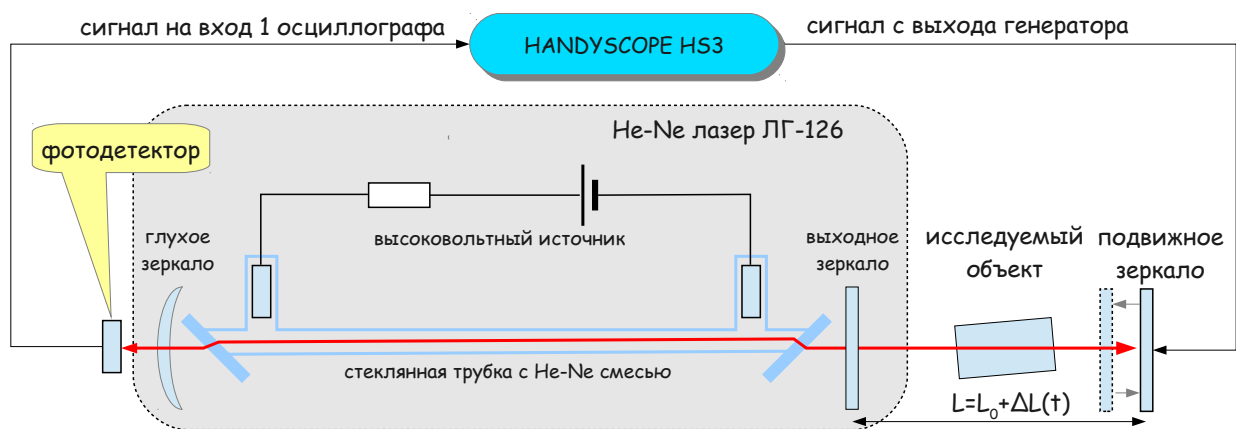


Рис. 5.2. Схема установки лабораторной работы №4.2

Основой установки является He-Ne лазер ЛГ-126 (см. рис. 5.2). Особенностью этого лазера является одновременная генерация двух длин волн: красной линии $\lambda_{\text{кр}} = 0.633$ мкм и невидимой глазом линии $\lambda_{\text{ик}} = 3.39$ мкм, приходящейся на инфракрасный (ИК) диапазон спектра. Дело в том, что коэффициент усиления активной среды для $\lambda_{\text{ик}}$ очень велик $K(\lambda_{\text{ик}}) \simeq 10^4$ %/м, и лазерная генерация возникает даже в неоптимальном для ИК-диапазона резонаторе. Для сравнения – $K(\lambda_{\text{кр}}) \simeq 10$ %/м. Коэффициент отражения «глухого» зеркала резонатора близок к 100 %, однако интенсивность излучения, проходящего сквозь зеркало, достаточна для ее измерения фотоэлектрическим датчиком.

За «глухим» зеркалом расположен детектор видимого излучения – полупроводниковый фотодиод, сигнал с которого пропорционален интенсивности лазерного излучения видимого диапазона ($\lambda_{\text{кр}}$) внутри резонатора.

Исследуемый объект (твердое тело, плазма, газовые потоки и т. д.) помещается внутрь интерферометра Фабри–Перо, образованного двумя плоскими зеркалами – выходным зеркалом лазера и «подвижным» зеркалом (рис. 5.2), с коэффициентами отражения R_1 и R_2 соответственно.

С точки зрения лазера, интерферометр является сложным зеркалом с коэффициентом отражения R_{Σ} , зависящим от длины волны излучения λ , коэффициентов отражения зеркал и оптической длины интерферометра L . Если зафиксировать L , то зависимость R_{Σ} от λ определяется выражением (4.3) на стр. 75:

$$R_{\Sigma} = 1 - I_T .$$

Это выражение легко обобщить для случая, когда зеркала интерферометра обладают разными коэффициентами отражения. На рис. 5.3 приведены зависимости R_{Σ} от длины волны для различных комбинаций коэффициентов отражения зеркал интерферометра R_1 и R_2 . Расстояние между продольными модами интерферометра ($\Delta\nu, \Delta\lambda$ на оси абсцисс рисунка 5.3) определяет период вариаций коэффициента R_{Σ} . Для $L = 30$ см

$$\Delta\nu = c/2L \simeq 500 \text{ МГц} .$$

В He-Ne лазере (§ 3.1) форма зависимости коэффициента усиления от частоты является гауссовой и определяется доплеровским механизмом уширения (см. стр. 37). В относительных единицах ширина линии усиления составляет

$$\sigma_{\nu}/\nu \simeq \sqrt{kT/mc^2} \simeq 1.14 \times 10^{-6}$$

(температура $T \simeq 300$ °К, атомная масса неона $mc^2 \simeq 20$ ГэВ). В абсолютных единицах $\sigma_{\nu}(\lambda_{\text{кр}}) \simeq 538$ МГц, $\sigma_{\nu}(\lambda_{\text{иК}}) \simeq 100$ МГц. Функция Гаусса с $\sigma_{\nu} = 100$ МГц, изображенная на рис. 5.3 в центре по шкале длин волн, демонстрирует взаимное расположение контура усиления активной среды лазера ¹ и функции, описывающей зависимость R_{Σ} от λ .

Так, на рис. 5.3, а, максимум коэффициента усиления активной среды приходится на минимум коэффициента отражения R_{Σ} .

¹ Для $\lambda_{\text{иК}} = 3.39$ мкм

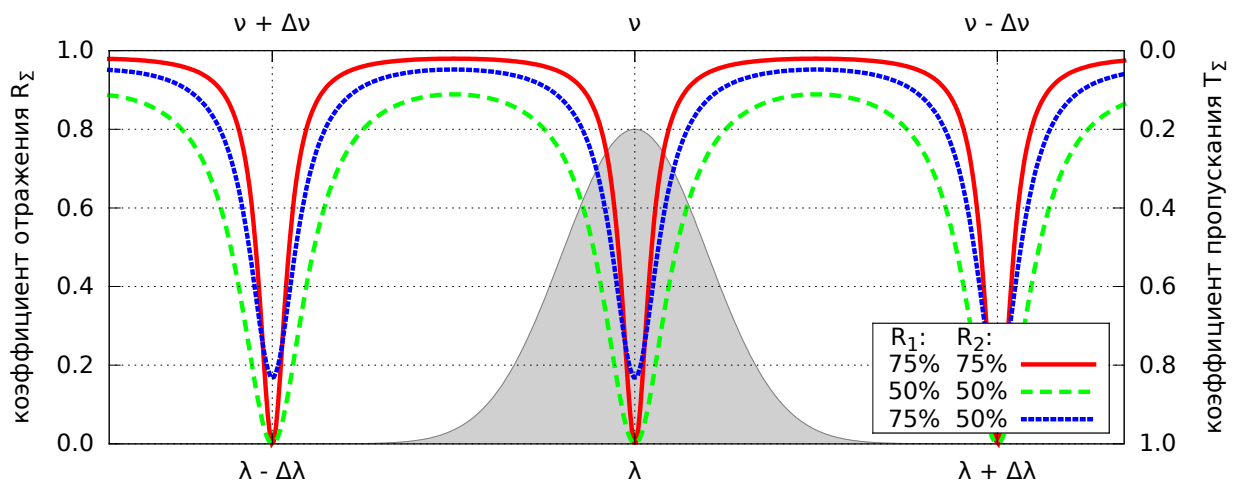
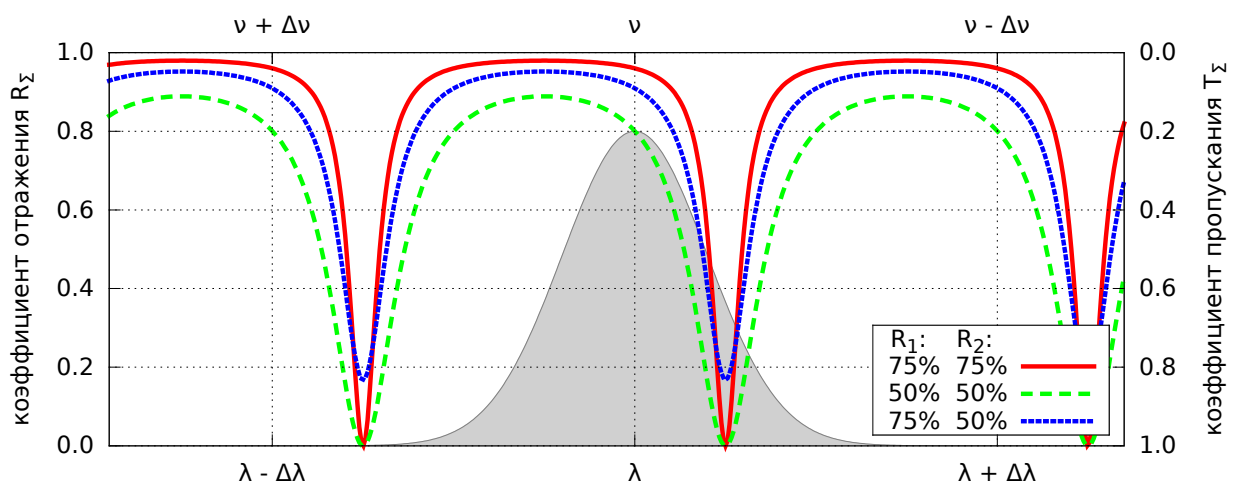
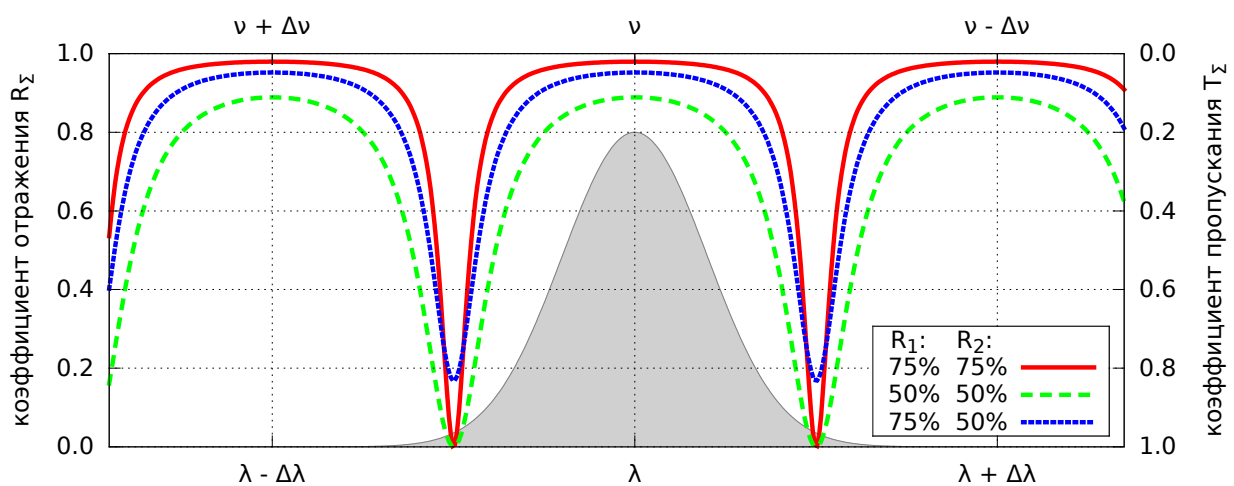
а) длина резонатора $L = L_0$ б) длина резонатора $L = L_0 + \lambda/8$ в) длина резонатора $L = L_0 + \lambda/4$ 

Рис. 5.3. Зависимость коэффициента отражения R_Σ от длины волны имеет периодический характер с периодом $\Delta\lambda = \lambda^2/2L$. Изменение длины резонатора ($L_0 = 30$ см) на величину $\Delta L \ll L_0$ приводит к смещению «сетки» продольных мод с периодом $\Delta L = \lambda/2$

Если увеличить расстояние между зеркалами интерферометра на $\Delta L = \lambda_{\text{ИК}}/8 \simeq 0.4$ мкм, минимум R_{Σ} окажется в стороне от максимума коэффициента усиления, как на рис. 5.3, б. Для $\Delta L = \lambda_{\text{ИК}}/4$ максимумы обеих функций совпадут (рис. 5.3, в). Очевидно, что ситуация а соответствует минимальной интенсивности лазерного излучения, так как добротность лазерного резонатора минимальна. В ситуации в, напротив, интенсивность излучения будет максимальной. Если продолжить увеличивать длину резонатора, то зависимость интенсивности излучения от расстояния между зеркалами будет описываться периодической функцией с периодом $\Delta L = \lambda/2$.

Теперь обратим внимание на то, что переходы в атоме неона, соответствующие линиям $\lambda_{\text{кр}}$ и $\lambda_{\text{ИК}}$, имеют общий верхний уровень (рис. 3.2 на стр. 44). Из-за этого обстоятельства вариация интенсивности излучения на одном из этих переходов в условиях насыщения усиления приводит к изменению населенности общего уровня и, следовательно, к изменению интенсивности излучения на другом переходе. Если интенсивность излучения в резонаторе на длине волны $\lambda_{\text{ИК}}$ уменьшается, фотодетектор, расположенный за «глухим» зеркалом резонатора, будет регистрировать увеличение интенсивности на длине волны $\lambda_{\text{кр}}$, и наоборот. Такой способ регистрации был впервые применен в работе [20], поэтому лазер-интерферометр с использованием связи между оптическими переходами называют по именам авторов работы интерферометром Эшби–Джефкотта. Переход к регистрации излучения в видимом диапазоне удобен с практической точки зрения, так как делает возможным использование более простых детекторов, чем в инфракрасной области спектра.

Как показано на рис 5.2, «подвижное» зеркало может перемещаться вдоль оси резонатора. Зеркало приклеено к пластине из пьезокерамики: толщина пластины изменяется в зависимости от

электрического напряжения, приложенного к электродам на ее торцах. Если прикладывать переменное напряжение на частоте, совпадающей с механической (звуковой) резонансной частотой колебаний системы «пластина + зеркало», можно добиться максимальной амплитуды вариаций оптической длины интерферометра. На рис. 5.4 показано, как при периодическом изменении во времени толщины пьезокерамической пластинки $\Delta L(t)$ меняется коэффициент отражения R_{Σ} , а также характер изменения мощности излучения лазера для $\lambda_{кр} = 0.633$ мкм и $\lambda_{ик} = 3.39$ мкм. Синусоидальный сигнал с генератора подается одновременно на зеркало и на второй вход осциллографа: таким образом, периодичность изменения длины дополнительного резонатора легко наблюдается. Сигнал с фотоприемника, типичная форма которого приведена на рис. 5.4, *г*, имеет две периодических составляющих. Первая из них, очевидно, обусловлена частотой колебаний зеркала. Внутри каждого периода колебаний зеркала наблюдается изменение амплитуды сигнала, период которого, в свою очередь, обусловлен изменением длины интерферометра на $\lambda_{ик}/2$. Сосчитав количество минимумов (или максимумов) в наблюдаемом сигнале, приходящихся на каждые полпериода колебаний зеркала, можно измерить амплитуду колебаний зеркала. Так, на рис. 5.4, *г* мы видим 6 минимумов, а амплитуда колебаний зеркала составляет $A = (6 \times \lambda_{ик}/2)/2 = \pm 1.5\lambda_{ик}$, что подтверждается рисунком рис. 5.4, *а*.

Таким образом, трехзеркальный лазер-интерферометр позволяет быстро и с высокой точностью измерять изменения длины оптического пути света между выходным зеркалом лазера и дополнительным зеркалом. При этом сам лазер совмещает в себе функции источника излучения и частично детектора, а для создания интерферометра в дополнение к лазеру требуется установка всего лишь одного плоского зеркала.

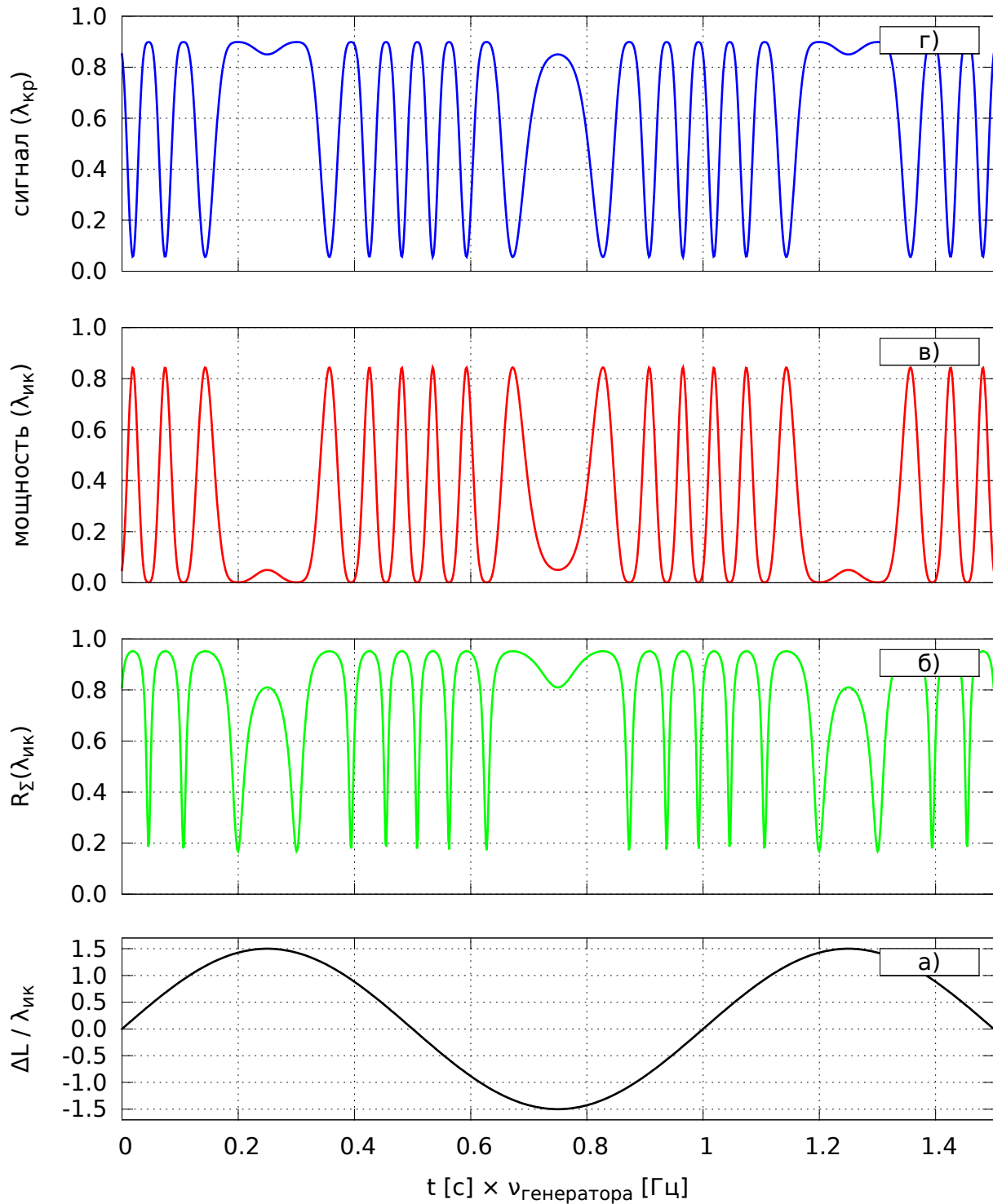


Рис. 5.4. Иллюстрация работы трехзеркального лазер-интерферометра
 а) зависимость $\Delta L / \lambda_{\text{ИК}}$ от времени; б) соответствующее изменение $R_{\Sigma}(\lambda_{\text{ИК}})$; в) интенсивность излучения для $\lambda_{\text{ИК}}$; г) модуляция интенсивности излучения для $\lambda_{\text{Кр}}$: сигнал, наблюдаемый с фотодиода

Измерение показателя преломления материалов методом плоскопараллельной пластинки

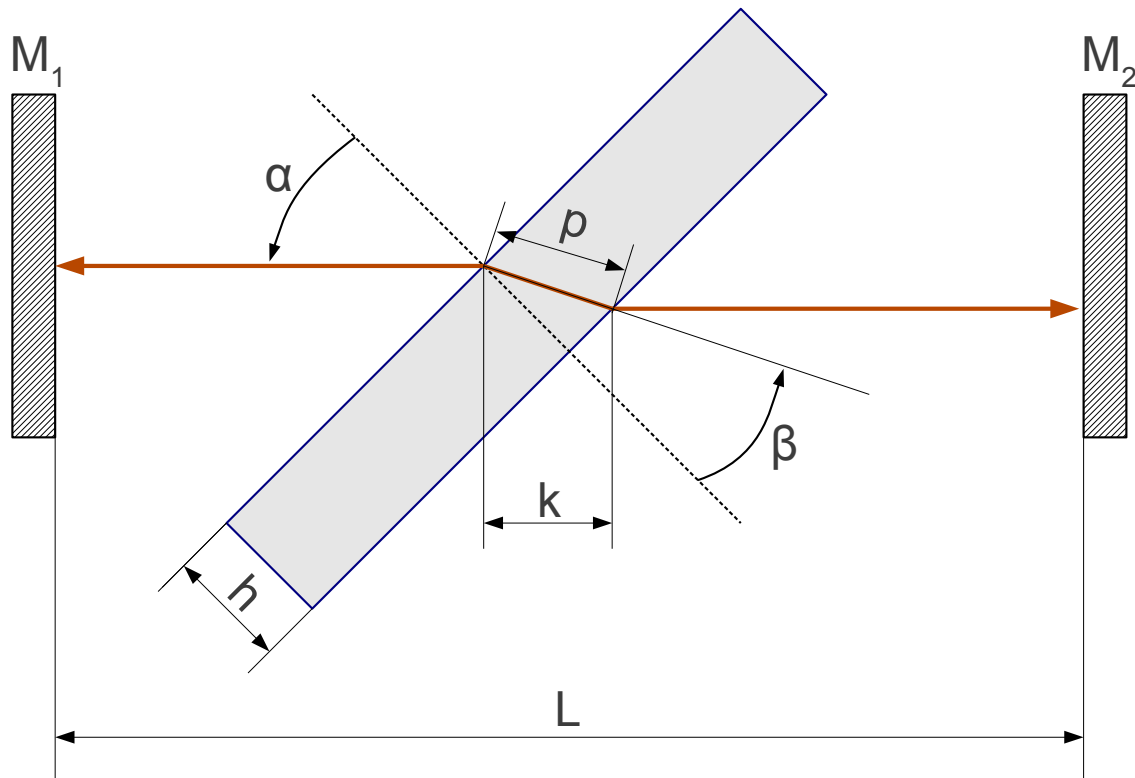


Рис. 5.5. Плоскопараллельная пластинка, помещенная между зеркалами интерферометра

Поместим плоскопараллельную пластинку толщиной h из материала с показателем преломления n в измерительное плечо интерферометра между выходным зеркалом лазера (M_1 на рис. 5.5) и «подвижным» зеркалом (M_2 на рис. 5.5). Вычислим оптическую длину пути луча P между зеркалами резонатора:

$$P = L - k + pn = L - \frac{h \cos(\alpha - \beta)}{\cos \beta} + \frac{nh}{\cos \beta}. \quad (5.1)$$

В соответствии с **законом Снеллиуса**

$$\sin \alpha = n \sin \beta ,$$

так что

$$\cos \beta = \sqrt{1 - \sin^2 \alpha / n^2} .$$

Выразим изменение оптической длины пути луча δL , возникающее из-за присутствия пластинки, через ее толщину h , показатель преломления n и угол наклона α :

$$\delta L \equiv P - L = h(\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \cos \alpha). \quad (5.2)$$

Выберем некоторый угол наклона пластинки $\alpha = \alpha_1$, которому соответствует определенная величина δL_1 . Вращая пластинку, будем увеличивать угол α до некоторого значения $\alpha = \alpha_2$, при котором

$$\delta L_2 - \delta L_1 = \lambda/2.$$

Тогда, согласно выражению (5.2):

$$\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_2} - \cos \alpha_2 - \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_1} + \cos \alpha_1 = \lambda/2h, \quad (5.3)$$

откуда

$$n = \sqrt{B + \left(\frac{B - C^2 - A}{2C}\right)^2}, \quad (5.4)$$

где

$$A = \sin^2 \alpha_2; \quad B = \sin^2 \alpha_1; \quad C = \lambda/2h - \cos \alpha_1 + \cos \alpha_2. \quad (5.5)$$

Выполнение работы

Задание 1: *Ознакомление с работой лазер-интерферометра*

- По сигналу с детектора видимого излучения при максимальном напряжении звукового генератора получите на экране осциллографа устойчивую «картину», подобную рис. 5.4, г. Объясните изменение формы сигнала при внесении в дополнительный резонатор фильтра, пропускающего только $\lambda_{\text{ИК}} = 3.39$ мкм (фильтр №1, оптически непрозрачная пленка из фторопласта) и фильтра, пропускающего только $\lambda_{\text{кр}} = 0.633$ мкм (фильтр №2, оптически прозрачная пленка). Запишите соответствующие осциллограммы.

- Держа оба фильтра друг за другом, поместите их в дополнительный резонатор и убедитесь в полном исчезновении модуляционного сигнала из-за полного поглощения обоих излучений лазера.
- Установите фильтр №1 в дополнительный резонатор, фильтр №2 – перед детектором. Для этого необходимо разобрать и вновь собрать (с фильтром) узел детектора. Убедитесь в том, что дополнительный резонатор модулирует излучение с $\lambda_{\text{ИК}} = 3.39$ мкм, а детектирование сигнала происходит на $\lambda_{\text{КР}} = 0.633$ мкм. Уберите фильтр №2 из узла детектора.
- Изменяя напряжение генератора (с фильтром №1 в дополнительном резонаторе), получите сигналы различной формы, запишите их, объясните их вид.
- Изменяя частоту генератора, определить резонансную частоту колебаний зеркала, на которой амплитуда перемещения дополнительного зеркала максимальна (максимальное число пиков на модуляционном сигнале детектора). Оценить добротность механической колебательной системы по формуле

$$Q_M = \nu_M / \Delta\nu_M ,$$

где ν_M – резонансная частота, а $\Delta\nu_M$ – полная ширина резонанса на полувысоте. Это задание рекомендуется делать с фильтром №2 в дополнительном резонаторе, наблюдая модуляцию излучения на $\lambda_{\text{КР}} = 0.633$ мкм. Для получения максимальной амплитуды сигнала можно дополнительно настроить ² «подвижное» зеркало (см. рис 5.2).

² Кроме полезного сигнала модуляции мощности лазера (период модуляции $\simeq 50$ мкс), на осциллографе виден также паразитный сигнал (период $\simeq 0.5$ мс), связанный с недостаточной параллельностью перемещения «подвижного» зеркала. Этот паразитный сигнал можно уменьшить путем настройки зеркала.

Задание 2: Определение оптической добротности дополнительного резонатора

- Установите максимальное напряжение генератора. Поместите фильтр №1 в дополнительный резонатор. Подстройте «подвижное» зеркало чтобы получить максимум модуляции сигнала. Слегка надавливая рукой на корпус дополнительного зеркала, добейтесь, чтобы два соседних пика (рис. 5.4, *з*) приходились на «линейный» участок синусоиды (рис. 5.4, *а*).
- Приблизительно определите ширину сигнала на полувысоте от максимума и по формуле (2.15) (см. стр. 35) оцените оптическую добротность дополнительного резонатора.

Задание 3: Измерение показателя преломления фторопласта

- Установите образец (фильтр №1, пленка из фторопласта толщиной 150 мкм) на поворотный столик. Еще раз подстройте «подвижное» зеркало.
- Для произвольного небольшого угла α_1 получите исходную форму сигнала, наиболее чувствительную к повороту образца. Запишите значение угла α_1 , а также соседнего (бóльшего) угла α_2 , при котором наблюдается такая же форма сигнала. Переход от одного угла к другому приводит к увеличению оптической длины на $\lambda/2$. Этот переход следует производить достаточно быстро, чтобы исключить самопроизвольное изменение формы сигнала из-за температурного дрейфа базовых длин в интерферометре. Повторите измерения как минимум 20 раз с целью уменьшения погрешности измерений.
- Вычислите показатель преломления по формуле (5.4) для различных пар углов α_1 и α_2 . Определите среднее значение показателя преломления \bar{n} и среднеквадратичную погрешность измерений σ_n .

Лабораторная работа 4.3.

Изучение спектра лазера на красителе

Цели работы:

- знакомство с принципами работы лазера на красителе;
- изучение спектрального состава его излучения;
- определение абсолютного значения средней длины волны в спектре лазерного излучения.

Оборудование:

импульсно-периодический азотный лазер, лазер на красителе родамин-6G, спектрограф ДФС-12 с фотодиодной линейкой, ртутная лампа.

Подготовка к работе

Перед выполнением работы необходимо изучить следующие материалы из данного учебника:

- общие принципы работы лазеров (Главы 1, 2);
- особенности устройства лазера на красителе (§ 3.2);
- принципы работы полупроводникового фотодиода (§ 4.2);
- схему экспериментальной установки (рис. 5.6).

Схема экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 5.6. Источником оптической накачки красителя является импульсный азотный лазер, излучающий короткие ($\tau \leq 10^{-8}$ с) импульсы ультрафиолетового излучения ($\lambda = 0.3371$ мкм) с регулируемой частотой следования. Линза 1 на рис. 5.6 фокусирует ультрафи-

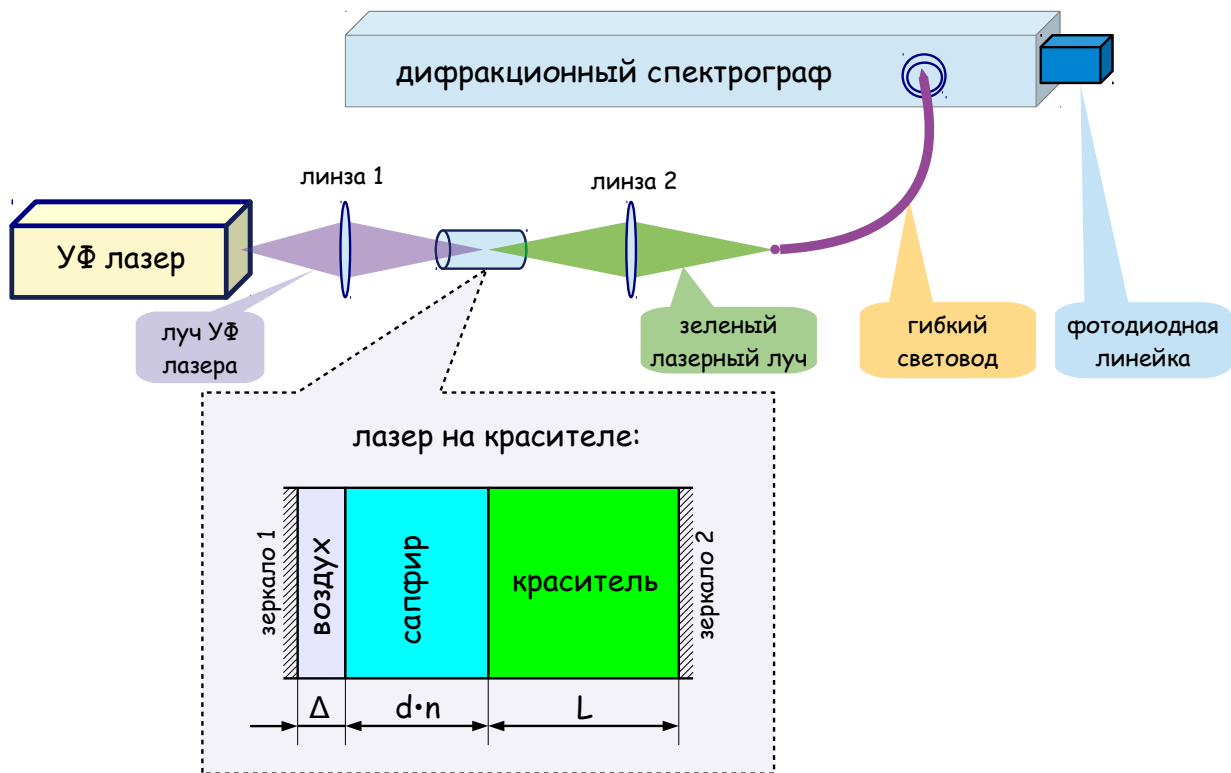


Рис. 5.6. Схема установки лабораторной работы №4.3

олетовое излучение в кювету с красителем. Излучение лазера на красителе собирается линзой 2 на входном торце гибкого многожильного световода. С выходного торца световода излучение поступает на входную щель дифракционного спектрографа.

Резонатор лазера на красителе образован зеркалами 1 и 2, как это показано во вставке на рис. 5.6. Параметрическое зеркало 1 полностью пропускает излучение накачки азотного лазера и отражает более 90 % излучения лазера на красителе. Окнами кюветы с красителем являются полупрозрачное зеркало 2 с одной стороны и сапфировая пластинка с другой. Сапфировая пластинка ориентирована параллельно зеркалам резонатора и, как видно из рисунка, находится внутри этого резонатора. Кювета вместе с окнами и зеркалами образуют единую жесткую конструкцию. Ориентацию этой конструкции относительно сфокусированного луча

азотного лазера можно менять с помощью двух юстировочных винтов. Оптимальные условия для генерации лазера на красителе будут созданы при нормальном падении луча азотного лазера на оптические поверхности данной конструкции.

Толщина d сапфировой пластинки – несколько десятых долей миллиметра, показатель преломления сапфира $n = 1.76$. Между сапфировой пластинкой и зеркалом 1 имеется еще более тонкий воздушный зазор толщиной Δ . Каждая пара отражающих поверхностей сложного резонатора создает свой набор продольных резонансных типов колебаний с расстоянием между соседними модами

$$\Delta\lambda = \lambda^2/2L ,$$

где L – оптическая длина пути между этими поверхностями (выражение (2.9) на стр. 32). Спектральная ширина продольных мод, в соответствии с выражением (2.10) на стр. 32, обратно пропорциональна длине L и прямо пропорциональна суммарному коэффициенту пропускания отражающих поверхностей.

Основной резонатор, образованный зеркалами 1 и 2 , самый длинный – его длина около 1 см, а расстояние между продольными модами $\Delta\lambda \simeq 10^{-5}$ мкм. Зеркала с высоким коэффициентом отражения обеспечивают высокую добротность резонатора, поэтому ширина каждой моды еще меньше – $\delta\lambda \ll \Delta\lambda$. В спектрографе ДФС-12, использующемся в лабораторной работе, дисперсионным элементом является дифракционная решетка (1200 штрихов на миллиметр). Разрешающей способности этого прибора заведомо не хватает, чтобы разделить продольные моды основного резонатора.

Толщина воздушного зазора и сапфировой пластинки гораздо меньше длины основного резонатора, а расстояние между продольными модами, соответственно, больше. Коэффициент отражения излучения от поверхности раздела между воздухом и сап-

фиром можно оценить, воспользовавшись формулами Френеля:

$$R = (n - 1)^2 / (n + 1)^2 \simeq 7.6\% .$$

Следовательно, добротность трех дополнительных резонаторов, образованных а) воздушным зазором, б) сапфировой пластинкой, в) ими обоими вместе, невысока.

Зависимость коэффициента обратной связи от длины волны для каждого резонатора в отдельности определяется функцией (2.16) (см. стр. 36) с соответствующими этому резонатору параметрами. Суммарная структура продольных мод многозеркального резонатора является произведением этих трех функций.

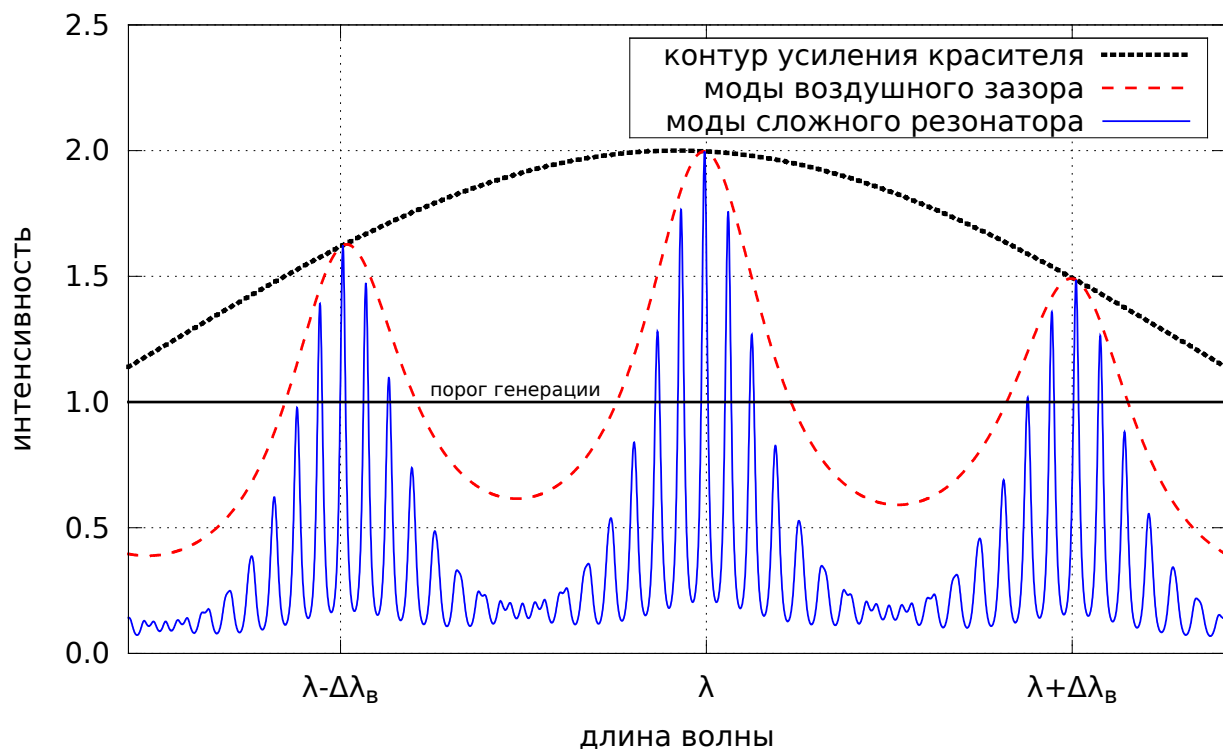


Рис. 5.7. Влияние дополнительных резонаторов на спектр генерации лазера на красителе. $\Delta\lambda_{\text{в}}$ — расстояние между продольными модами резонатора, образованного тонким воздушным слоем (см. рис. 5.6). Модельная ширина моды для каждого из трех резонаторов определяется его длиной и одинаковым для всех коэффициентом отражения $R = 7.6\%$

На Рис. 5.7 представлен результат модельного расчета, иллюстрирующий влияние дополнительных резонаторов на спектр излучения лазера на красителе. Как видно из данного графика,

с помощью введения в резонатор дополнительных селективных элементов удастся получить лазерное излучение только в выделенных областях спектра. Сверхтонкая структура продольных мод, обусловленная длиной основного резонатора, на рис. 5.7 не показана и равномерно покрывает весь рассматриваемый участок спектра. В ситуации, когда толщина воздушного зазора Δ существенно меньше оптической длины сапфировой пластинки $n \cdot d$, расстояния между продольными модами резонаторов, образованных только сапфиром и системой «сапфир + воздух», очень близки. Эта небольшая разность собственных частот заметна на рис. 5.7 по нарушению периодичности модовой структуры в областях с минимальной суммарной добротностью.

Выполнение работы

Задание 1

Включите тумблер «Сеть» на блоке управления азотным лазером и дайте прогреться блоку питания в течение трех–пяти минут до зажигания красного светодиода. После зажигания красного светодиода включите тумблер «Высокое напряжение» соответствующей кнопкой. Убедитесь визуально в присутствии генерации ультрафиолетового излучения по голубой люминесценции белой бумаги, установленной вблизи выходного отверстия азотного лазера и яркой желто-зеленой флуоресценции красителя в кювете.

Излучение лазера на красителе направьте на входную щель спектрографа. Важно, чтобы торец световода находился в центре щели как по вертикальной, так и по горизонтальной координатам. Для наблюдения спектра излучения лазера на красителе необходимо, чтобы щель имела ширину в диапазоне 0.02–0.05 мм.

Включите питание диодной линейки, установленной на выходе спектрографа, компьютер, загрузите программу регистрации

спектров. С помощью этой программы найдите на экране дисплея спектр излучения лазера и установите удобные для регистрации и обработки спектра масштабы по вертикали и горизонтали. Обращайте внимание на горизонтальную шкалу с нумерацией пикселей. Запишите результаты своих измерений.

Задание 2

Для проведения калибровки шкалы спектрографа необходимо отодвинуть стойку перед входной щелью прибора с закрепленным на ней концом световода. На освободившееся место установите ртутную лампу. Включите питание ртутной лампы и убедитесь, что свет от лампы попадает на входную щель. Ширина входной щели должна быть увеличена до 0.2 мм.

Найдите на экране дисплея спектр излучения ртутной лампы, состоящий из одной яркой зеленой линии и относительно яркого желтого дублета. Обратите внимание на горизонтальную шкалу с нумерацией пикселей. Сохраните результаты измерений.

Длины волн регистрируемых линий равны:

- желтый дублет $\lambda_1 = 0.5791$ мкм, $\lambda_2 = 0.5770$ мкм;
- яркая зеленая линия $\lambda = 0.5461$ мкм;
- слабая синяя линия $\lambda = 0.4916$ мкм.

Задание 3

По номерам пикселей определите местоположение реперных линий на спектрограмме ртутной лампы. Постройте калибровочный график, представляющий собой зависимость длины волны излучения от номера пикселя. Объясните его особенности, исходя из теории дифракции на решетке.

Задание 4

Используя нумерацию пикселей, определите местоположение спектра генерации лазера на красителе относительно реперного спектра. Используя калибровочный график, определите абсолютное значение длины волны лазерного излучения в максимуме интенсивности излучения.

Определите спектральный интервал между наблюдаемыми модами излучения. Вычислите толщину воздушного зазора Δ и сапфировой пластинки d .

Лабораторная работа 4.4.

Генерация лазерного излучения

Цели работы:

- изучение процесса возникновения генерации лазерного излучения на примере Nd:YAG лазера с импульсной светодиодной накачкой;
- определение превышения скорости накачки над пороговым значением с помощью численного моделирования;
- измерение добротности лазерного резонатора.

Оборудование:

Nd:YAG лазер ЛТИ–101 со светодиодной накачкой, импульсный блок питания, фотодиод ФД–24, цифровой осциллограф.

Подготовка к работе

Перед выполнением работы необходимо изучить следующие материалы из данного учебника:

- общие принципы работы лазеров (Главы 1, 2);
- особенности устройства Nd:YAG лазера (§ 3.3);
- принципы работы полупроводникового фотодиода (§ 4.2);
- схему экспериментальной установки (рис. 5.8).

Схема экспериментальной установки

В работе используется твердотельный Nd:YAG лазер ЛТИ–101. Генерация происходит на длине волны 1064 нм – это невидимое

глазом инфракрасное излучение. Инверсная населенность электронных уровней достигается путем импульсной накачки излучением светодиодов на основе гетеропереходов в системе AlAs-GaAs. Длительность импульсов накачки составляет 0.5–1 мс при токе до 6 А. Средняя мощность лазерного излучения при частоте повторения импульсов 20 Гц – около 1 мВт. Длина лазерного резонатора $L \simeq 3$ см. Для регистрации выходящего из лазера излучения используется фотодиод типа ФД-24, работающий в режиме с внешним запирающим напряжением: ток через фотодиод пропорционален количеству носителей заряда, освободившихся в результате внутреннего фотоэффекта.

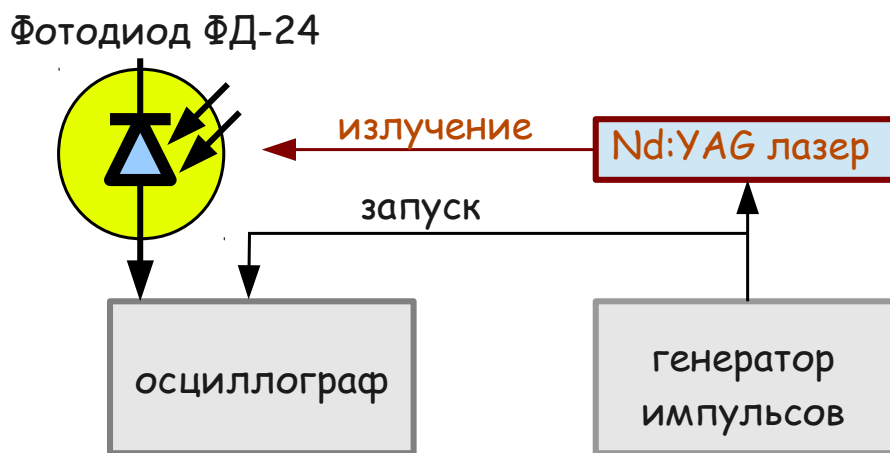


Рис. 5.8. Схема установки лабораторной работы №4.4

Выполнение работы

- 1) Ручку регулировки тока генератора импульсов накачки установите в минимальное положение, частоту повторения импульсов – 1 Гц. Включите компьютер, генератор, блок питания фотоприемника. Запустите программу-осциллограф. Кабель ко входу осциллографа подключается с использованием согласованной нагрузки (50 Ом).
- 2) Медленно вращая ручку регулировки тока накачки устано-

вите ток $I \simeq 20$ мкА по стрелочному индикатору на передней панели генератора. При превышении необходимого для проведения эксперимента значения тока срабатывает защита, генератор импульсов накачки выключается, и его надо включать заново.

- 3) Наблюдайте на экране осциллографа импульсы с фотодиода прямоугольной формы и длительностью около 1 мс. Посмотрите, как амплитуда импульсов зависит от расстояния между лазером и фотодетектором.
- 4) Медленно вращая ручку регулировки тока накачки увеличивайте ток до тех пор ($\simeq 30$ мкА), пока на фоне прямоугольного импульса не появятся импульсы бóльшей амплитуды. Изменяя в небольших пределах ток накачки, получите картинку, на которой будет видна регулярная последовательность коротких импульсов уменьшающейся амплитуды (как на рис. 5.9) и сохраните ее для отчета. Слегка увеличив ток, наблюдайте более сложные осциллограммы, сохраните еще одну–две картинки.

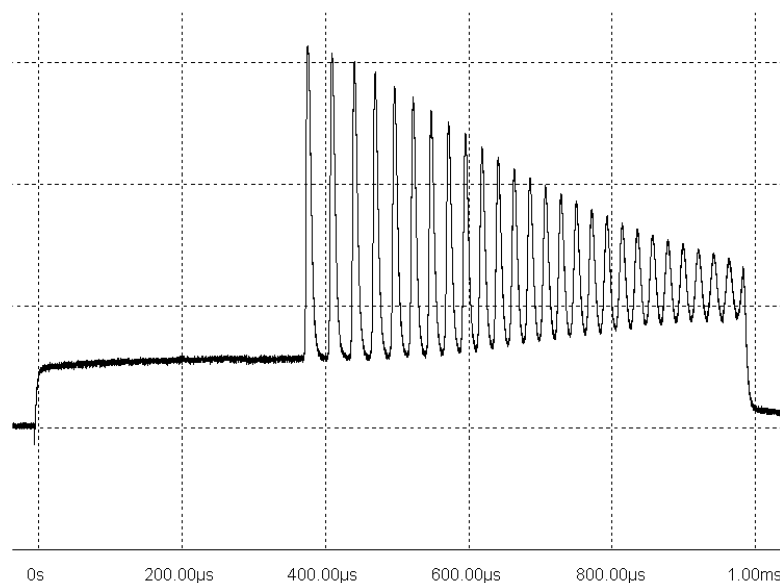


Рис. 5.9. Пример осциллограммы. Импульс накачки начинается в момент времени $t = 0$

Задание 1

С помощью численного моделирования (см. рис. 3.6 на стр. 56) подберите свободные параметры задачи – скорость накачки w_P и время жизни фотона в резонаторе τ_c – так, чтобы теоретический расчет удовлетворительно описывал экспериментальные данные: время от момента включения накачки до генерации первого импульса, период следования импульсов и их количество. Сохраните (распечатайте) картинку для отчета.

Задание 2

Определите скорость накачки w_P и время жизни фотона τ_c .

Задание 3

Определите пороговую скорость накачки для исследуемого лазера на основе своих измерений. Для этого, используя полученное значение τ_c и табличное значение w_i , из выражения (3.13) (см. стр. 54) определите N_O и подставьте в выражение (3.17) (см. стр. 55).

Задание 4

Оцените добротность лазерного резонатора.

Контрольные вопросы:

- 1) Во сколько раз импульсная мощность в первом пике выше мощности непрерывной генерации?
- 2) Объясните смысл понятия «пороговая скорость накачки».
- 3) Во сколько раз измеренная скорость накачки превосходит пороговую?

Лабораторная работа 4.5.

Генерация оптических гармоник

Цели работы:

- изучение процесса генерации второй гармоники (ГВГ);
- измерение зависимости эффективности ГВГ от интенсивности первой гармоники излучения;
- определение угловой ширины фазового синхронизма в нелинейном кристалле.

Оборудование:

полупроводниковый лазер, механический затвор, полупрозрачная пластинка, нелинейный кристалл иодата лития, светофильтр, измерители интенсивности излучения, цифровой осциллограф.

Подготовка к работе

Перед выполнением работы необходимо изучить следующие материалы из данного учебника:

- теорию процесса генерации второй гармоники (§ 3.5);
- схему экспериментальной установки (рис. 5.6).

Рекомендуется также ознакомиться

- с общими принципами работы лазеров (Главы 1, 2);
- с особенностями устройства полупроводниковых лазеров (§ 3.2).

Схема экспериментальной установки

В данной работе для изучения генерации второй гармоники используется полупроводниковый лазер на основе гетероструктуры InGaAs, работающий на длине волны вблизи 0.82 мкм с выходной

мощностью до 100 мВт. Длина волны излучения лазера находится в ИК-области за пределами чувствительности человеческого глаза. Поперечный размер активной зоны лазера 2.5×100 мкм, а его длина – 0.5 мм.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 5.10.

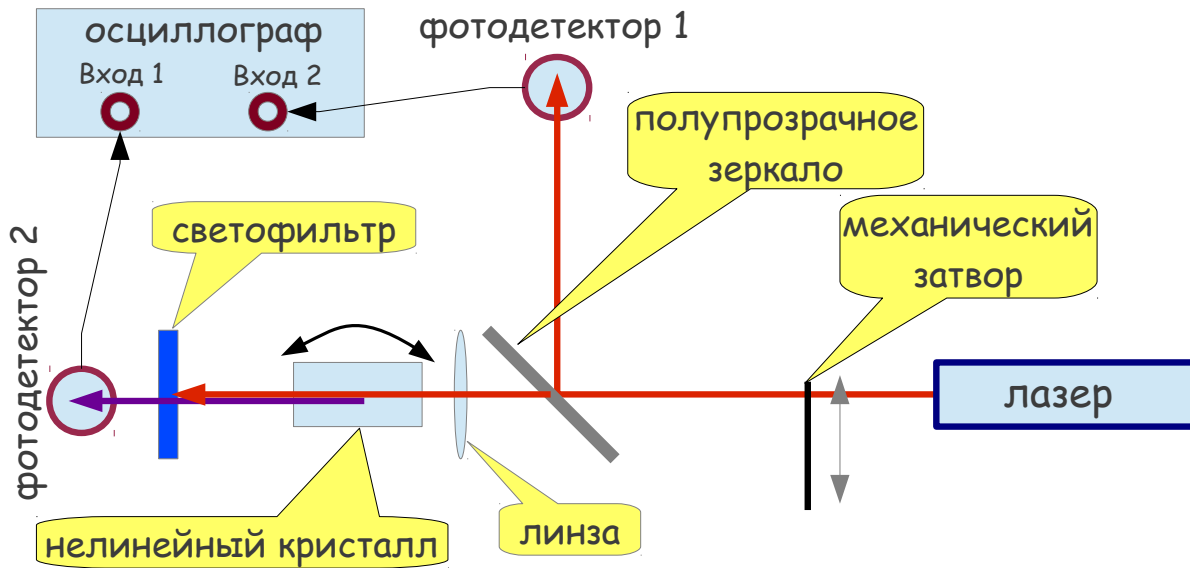


Рис. 5.10. Схема установки лабораторной работы №4.5

Интенсивность излучения полупроводникового лазера регулируется с помощью механического затвора, снабженного юстировочным винтом. Небольшая часть этого излучения отражается полупрозрачным зеркалом и попадает на фотодетектор 1 (см. рис. 5.10). Сигнал с фотодетектора 1 поступает на один из двух входов цифрового осциллографа, измеряемое напряжение пропорционально мощности излучения первой гармоники. Основная часть излучения с помощью линзы фокусируется на нелинейный кристалл для генерации второй гармоники. Для этого в данной работе используется кристалл иодата лития αLiIO_3 , вырезанный под углом 30° к направлению главной оси. Длина кристалла – 2.5 см. Угол между лучом первой гармоники и оптической осью кристалла может юстироваться с помощью микровинта. Остав-

шееся излучение первой гармоники поглощается светофильтром, а излучение второй гармоники проходит на фотодетектор 2. Сигнал с него поступает на второй вход цифрового осциллографа, измеряемое напряжение пропорционально мощности второй гармоники.

Выполнение работы

Задание 1

Включите лазер. При полностью открытом затворе убедитесь по показаниям с фотодетекторов 1 и 2 в наличии излучения первой и второй гармоник соответственно. Путем настройки углового положения кристалла найдите оптимальные условия для ГВГ.

Задание 2

Измерьте зависимость мощности второй гармоники от мощности излучения полупроводникового лазера. Для этого постепенно перекрывайте излучение лазера с помощью затвора и записывайте показания с обоих фотодетекторов. Постройте график и объясните его форму.

Задание 3

Полностью открыв затвор, измерьте зависимость мощности второй гармоники от угла поворота нелинейного кристалла. Постройте график, определите ширину фазового синхронизма $\Delta\theta_{\text{фс}}$.

Задание 4

Используя формулы (3.35) и (3.37) рассчитайте угол фазового синхронизма в кристалле иодата лития для условий проведенного вами эксперимента. Теоретическую угловую ширину фазового синхронизма определите с использованием формул (3.39) и (3.40). Сравните результаты расчета $\Delta\theta_{\text{фс}}$ с экспериментом. Если есть различия – объясните их.

Контрольные вопросы:

- 1) В чем разница между мощностью и интенсивностью оптического излучения?
- 2) Как зависит коэффициент нелинейного преобразования от поляризации и от ширины спектра излучения лазера?
- 3) Как оценить величину $\partial n / \partial \theta$ в выражении (3.39) без дифференцирования функции (3.38)?

Библиографический список

- [1] *Сивухин Д. В.* Общий курс физики. Том 4. Оптика. М., «Наука», 1985.
- [2] *Lummer O. und Pringsheim E.* Die Verteilung der Energie im Spektrum des schwarzen Körpers. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 1, 215-235 (1899)
- [3] *Lummer O. und Pringsheim E.* Über die Strahlung des schwarzen Körpers für lange Wellen. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 2, 163-180 (1900)
- [4] *Данин Д. С.* Нильс Бор. М., «Молодая гвардия», 1978.
- [5] *Einstein A.* Strahlungs-Emission und Absorption nach der Quantentheorie. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 18, 318-323 (1916).
- [6] *Einstein A.* Zur Quantentheorie der Strahlung. Mitt. Phys. Ges. (Zürich), Nr. 18, 47-62 (1916).
- [7] *Planck M.* Über eine Verbesserung der Wienschen Spektralgleichung. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 2: 202–204 (1900).
- [8] *Planck M.* Zur Theorie des Gesetzes der Energieverteilung im Normalspektrum. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 2: 237–245 (1900).
- [9] *Кондиленко И. И., Коротков П. А., Хижняк. А. И.* Физика лазеров. Киев, Вища Школа, 1984.

- [10] *Paschotta R.* Encyclopedia of Laser Physics and Technology. <http://www.rp-photonics.com>
- [11] *Быков В. П., Силличев О. О.* Лазерные резонаторы. М., ФИЗМАТЛИТ, 2004.
- [12] *White A. D. and Rigden J. D.* Continuous Gas Maser Operation in the Visible. Proceedings IRE 50, 1697 (1962).
- [13] *Бойко В. М., Кубарев В. В., Ступак М. Ф., Фатеев Н. В.* Оптика лазеров. Сборник работ по физической оптике под ред. А. М. Ражева. Новосибирск, Новосиб. гос. ун-т., 2008.
- [14] *Коротеев Н. И., Шумай И. Л.* Физика мощного лазерного излучения. М., «Наука», 1991.
- [15] *Делоне Н. Б.* Взаимодействие лазерного излучения с веществом. Курс лекций. М., «Наука», 1989.
- [16] *Звелто О.* Принципы лазеров. М., «МИР», 1984.
- [17] *Качмарек Ф.* Введение в физику лазеров. М., «МИР», 1981.
- [18] *Блистанов А. А.* Кристаллы квантовой и нелинейной оптики. М., МИСИС, 2000.
- [19] *Арбузов В. А., Захарова Е. И., Папырин А. Н., Смирных В. А., Солоухин Р. И., Уколов А. И.* Оптика и атомная физика. (Лабораторный практикум по физике). Новосибирск, «Наука», 1976.
- [20] *Ashby D. E. T. F. and Jephcott D. F.* Measurement of Plasma Density Using a Gas Laser as an Infrared Interferometer. Applied Physics Letters 3, 13-16 (1963).