

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
«ХАРЬКОВСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ»**

Ю.И. КОЛЕСНИК

**КВАНТОВАЯ
ЭЛЕКТРОНИКА**

Харьков 2004

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
«ХАРЬКОВСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ»

Ю.И. Колесник

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

для студентов специальностей: 7.090803 «Электронные системы»,
7.090804 «Физическая и биомедицинская электроника» дневной и
заочной форм обучения

Утверждено
редакционно-издательским
советом университета,
протокол № 4 от 19. 12. 2003 г.

Харьков НТУ «ХПИ» 2004

ББК 32.86 – 5
К – 60
УДК 621.375.826

Рецензенты: *Я.В. Щербак*, д-р техн. наук, зав. кафедрой ХарГАЖТ,
Л.Е. Бахнов, канд. техн. наук, зав. отделом НИИ «ХЭМЗ»,
В.В. Замаруев, канд. техн. наук, доцент НТУ «ХПИ».

Колесник Ю.И. Квантовая электроника: Учеб. пособие. – Харьков: НТУ «ХПИ», 2004. – 132 с. – Рус. яз.

Рассмотрены постулаты и основные принципы квантовой теории; устройство и принцип действия квантовых усилителей, твердотельных, газоразрядных и полупроводниковых квантовых генераторов – лазеров; системы оптической накачки, охлаждения и термостабилизации лазерных головок; квантовые приборы оптоэлектроники.

Пособие предназначено для студентов специальностей 7.090803 «Электронные системы» и 7.090804 «Промышленная и биомедицинская электроника» дневной и заочной форм обучения.

Розглянуті постулати та основні принципи квантової теорії; будова та принцип дії квантових підсилювачів, твердотілих, газорозрядних та напівпровідникових квантових генераторів – лазерів; системи оптичної накачки, охолодження та термостабілізації лазерних головок; квантові прилади оптоелектроніки.

Посібник призначено для студентів спеціальностей 7.090803 «Електронні системи» та 7.090804 «Промислова і біомедична електроніка» денної та заочної форм навчання.

Іл. 66. Табл. 2. Бібліог. 15 назв.

ББК 32.86 – 5

© Ю.И. Колесник, 2004 г.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Квантовая электроника – это современная область физики, изучающая взаимодействие электромагнитного излучения с электронами, входящими в состав атомов молекул твердых тел, и создающая на основе этих исследований научные методы для разработки квантовых устройств различного назначения. В понятие *лазерной техники* входят научные рекомендации и технические решения, при выполнении которых создаются разнообразные приборы и устройства квантовой электроники.

Лазер или *оптический квантовый генератор* – техническое устройство, испускающее электромагнитное излучение в виде направленного высоко когерентного монохроматического пучка. Слово «лазер» – аббревиатура английского термина «Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation», что в переводе обозначает усиление света в результате вынужденного излучения.

Первые шаги к созданию лазеров начались с фундаментальных работ А.Эйнштейна, опубликованных в 1917 г., «Испускание и поглощение излучения по квантовой теории» и «К квантовой теории излучения». Следующий важный шаг на пути к созданию лазера сделали В.А.Фабрикант с сотрудниками, получившие в 1951 г. свидетельство на изобретение способа усиления излучения за счет использования вынужденного испускания. Вскоре этот способ усиления излучения был реализован отнюдь не в оптическом диапазоне, а в диапазоне сверхвысоких частот.

В мае 1952 г. на Общесоюзной конференции СССР по радиоспектроскопии Н.Г.Басов и А.Л.Прохоров сообщили о принципиальной возможности создания генератора усиления излучения в СВЧ диапазоне. Аналогичное предложение об использовании вынужденного испускания, усиления и генерации СВЧ излучения было высказано американским физиком Ч.Таунсом.

В 1954 г. был создан молекулярный генератор, названный вскоре *мазером* (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation – усиление микроволн в результате вынужденного излучения). Его разработали и создали независимо и практически одновременно два коллектива ученых – советские ученые, работавшие в Физическом институте АН СССР под руководством Н.Г.Басова и А.Л.Прохорова, и американские ученые, работавшие в Колумбийском университете в США под руководством Ч.Таунса. Созданный ими молекулярный генератор на пучке молекул аммиака генерировал излучение с длиной волны 1.25 см.

В 1955 г. в журнале «Доклады АН СССР» (т. 108 – 1) была опубликована статья Н.Г.Басова и А.Л.Прохорова «Теория молекулярного генератора и молекулярного усилителя мощности». В последствии от термина «мазер» произошел термин «лазер» в результате замены буквы

«М» (начальная буква слова Microwave – микроволновый) на букву «L» (начальная буква слова Light – свет).

В 1959 г. вышла в свет работа Н.Г.Басова, Б.М.Вула, Ю.М.Попова с теоретическим обоснованием идеи работы полупроводниковых лазеров и условий их создания.

Первый лазерный аппарат был создан в 1960 г.: успех выпал на долю Т.Меймана. Ему удалось получить на рубине генерацию излучения в оптическом диапазоне. В этом же году американским физикам А.Джавалу, В.Беннету, Д.Эрриоту удалось получить генерацию когерентного оптического излучения в электрическом разряде в смеси неона и гелия. Так появились первые гелий-неоновые лазеры.

В 1964 г. Н.Г.Басов, А.Л.Прохоров и американский физик Ч.Таунс были удостоены Нобелевской премии по физике.

В 1966 г. К.Пател (США) создал первый лазер на смеси углекислого газа и азота (CO₂ лазер).

В основе действия лазера лежит принцип накопления световой энергии с последующим высвобождением ее в виде монохроматического луча. Наиболее характерными свойствами излучения являются высокая когерентность, монохроматичность, малая расходимость луча, высокая энергетическая мощность.

Одним из первых в СССР обратил внимание на широкие перспективы применения лазера в медицине А.А.Вишневский. Большой вклад в развитие лазерной медицины внесли и фундаментальные исследования О.К.Скобелкина с соавторами, С.Д.Плетнева с соавторами.

Существенным достижением в науке и технике стало создание полупроводниковых лазеров на основе гетеропереходов. Эти лазеры работают при комнатных температурах без систем охлаждения и термостабилизации.

За фундаментальные исследования гетеропереходов в полупроводниках и создание серии приборов на гетероструктурах – многослойных твердых растворах полупроводников – советским ученым Ж.И.Алферову, В.А.Андрееву, Д.З.Гарбузову, В.И.Королькову, Д.Н.Третьякову, В.И.Швейкину в 1972 году была присуждена Ленинская премия. Предложение об использовании гетеропереходов и реализация гетероструктурного полупроводникового лазера стала возможной благодаря освоению эпитаксиальной технологии выращивания многослойных структур на основе твердых растворов GaAs; GeP; GaP_xAs_{1-x}; In_{1-x}Ga_xP; Al_xGa_{1-x}As; CdS_{1-x}Se_x; InP_{1-x}As_x; PbS_{1-x}Se; Al_xGa_{1-x}As – GaAs и т.д.

За цикл работ в области лазеров на основе гетеропереходов в 2000 году российскому ученому Ж.И.Алферову была присуждена Нобелевская премия по физике.

Содержание дисциплины «Квантовая электроника» соответствует учебному плану подготовки бакалавров направления 6.0908 «Электроника» высших учебных заведений и кафедр IV уровня аккредитации. «Квантовая электроника» входит в цикл фундаментальных дисциплин, читаемых студентам.

В первую часть учебного пособия входят следующие разделы: физические основы квантовой электроники; квантовые усилители и оптические резонаторы; принцип действия твердотельных, газовых и полупроводниковых лазеров; квантовые приборы оптоэлектроники.

В пособии собраны расширенные и отредактированные лекции, которые читались автором в течение нескольких лет студентам специальностей 7.090803 «Электронные системы» и 7.090804 «Промышленная и биомедицинская электроника» Национального технического университета «Харьковский политехнический институт».

Во второй части учебного пособия будет рассмотрено применение лазеров для науки, техники, связи, а также в быту и в медицине.

Автор выражает искреннюю благодарность рецензентам доктору технических наук, старшему научному сотруднику, заведующему кафедрой СЭТ Харьковской ГАЖТ Щербаку Якову Васильевичу; кандидату технических наук, заведующему отделом НИИ «ХЭМЗ» Бахнову Леониду Евгеньевичу и кандидату технических наук, доценту НТУ «ХПИ» Замаруеву Владимиру Васильевичу за ценные замечания и полезные советы, сделанные в ходе редактирования рукописи.

Особая благодарность Людмиле Юрьевне Колесник за помощь в подборе материалов, подготовке рукописи и рисунков к печати, а также за спонсорскую поддержку.

Учебное пособие предназначено для студентов кафедры «Промышленная и биомедицинская электроника» НТУ «ХПИ» дневной и заочной форм обучения.

1 ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

1.1 Основные понятия волновой теории излучения

В соответствии с законами квантовой механики, энергия электрона, связанного в атоме, как и энергия атома, не может принимать произвольных значений. Она имеет определенный дискретный ряд значений $E_0; E_1; E_2; \dots; E_n$, называемых уровнями энергии. Этот набор энергетических уровней определяет энергетический спектр атома. Дискретность энергетического спектра свойственна также любой системе взаимодействующих квантовых частиц: молекулам, ионам, твердому телу.

Уровень с наименьшей энергией атома E_0 называется **основным уровнем**, остальные уровни $E_1, E_2, \dots, E_m, E_n$, соответствующие более высокой энергии атома, **возбужденными**. В определенных условиях взаимодействия микрочастиц электрон, как и любая элементарная квантовая частица микромира, может совершать скачкообразный переход с одного уровня энергии на другой. При подобных квантовых переходах атом излучает или поглощает электромагнитные волны определенными порциями – **квантами** энергии (фотонами $h\nu_{nm}$). Частоты электромагнитных волн при квантовых переходах определяются вторым постулатом Н. Бора (1885 – 1962), который впервые был сформулирован в 1913 г.:

$$\nu_{nm} = \frac{E_n - E_m}{h}, \quad (1.1)$$

или

$$h\nu_{nm} = (E_n - E_m) = \Delta E.$$

Равенство (1.1) по существу дуалистично, ибо оно связывает волновые (ν_{nm}) и квантовые ($\Delta E = h\nu_{nm}$ – энергия фотона) свойства излучения. Этот постулат утверждает закон сохранения энергии при излучении и поглощении фотонов – квантовых частиц микромира. При поглощении фотона $h\nu_{nm}$ энергия атома увеличивается на эту величину и совершается квантовый переход атома с нижнего уровня энергии E_m на верхний E_n , а при излучении фотона $h\nu_{nm}$ совершается квантовый переход атома на нижний уровень E_m с частотой ν_{nm} .

Частотный спектр – набор частот электромагнитных волн, излучаемых или поглощаемых атомами вещества, тесно связан с энергетическим спектром атомов, поэтому дискретностью энергетического спектра объясняется линейчатый характер спектров поглощения или излучения электромагнитных волн атомами.

Следовательно, описание этих физических процессов базируется как на волновых, так и на квантовых представлениях.

Допустим, что в данный момент времени атом находится в одном из возбужденных состояний E_n . Такое состояние атома неустойчиво. Поэтому через очень короткое время атом без какой-либо связи с внешним излучением перейдет в одно из состояний с меньшей энергией E_m , что в силу закона сохранения энергии приведет к увеличению электромагнитного поля на величину $h\nu_{nm}$. Самопроизвольный (спонтанный) квантовый переход – явление случайное во времени и пространстве. Предсказать его точно невозможно, можно говорить лишь о вероятности спонтанного квантового перехода A_{nm} из состояния E_n в состояние E_m в единицу времени. Строго говоря, речь идет о скорости изменения населенности квантовыми частицами уровня E_n при спонтанных переходах, так как размерность величины A_{nm} есть обратное время. Количество квантовых частиц в 1 см^3 вещества, находящихся на данном энергетическом уровне, называется **населенностью уровня** N_n и является важнейшей характеристикой уровня энергии E_n . Если рассматривается большое число квантовых частиц N_n на уровне E_n в единице объема вещества, то полное число спонтанных переходов в единицу времени с уровня E_n на уровень E_m равно $N_n A_{nm}$, а излученная мощность при этих переходах будет равна $N_n(E_n - E_m)A_{nm}$.

Существенно, что вероятность спонтанного перехода A_{nm} относится к единице времени. Поэтому она может принимать значения от 0 до ∞ , в отличие от математической вероятности, изменяющейся от 0 до 1.

Спонтанное излучение испускается множеством независимых невзаимодействующих друг с другом атомов, вследствие чего оно **некогерентно**.

Из-за случайного характера спонтанных переходов излучение всех обычных источников света – солнца, газоразрядных ламп, ламп накаливания и т.д. – является немонахроматичным, некогерентным и неполяризованным. Однако атом может перейти на уровень E_m не только самопроизвольно, но и под действием внешнего поля, если только частота электромагнитной волны близка к частоте перехода атома $\nu_{nm} = \frac{E_n - E_m}{h}$.

Такая резонансная волна как бы ускоряет переход атома на уровень с меньшей энергией. Квантовые переходы, происходящие под воздействием внешнего электромагнитного поля, называются вынужденными (индуцированными) переходами. Вынужденные переходы возможны и при резонансном поглощении фотонов $h\nu_{nm}$ на возбужденные уровни с наибольшей энергией. Как и спонтанное излучение, вынужденное

излучение и поглощение в веществе являются вероятностными процессами. При вынужденном излучении число фотонов z_{nm} , излученных в 1 см^3 вещества за 1 с, пропорционально населенности N_n верхнего уровня и спектральной плотности излучения ρ_ν :

$$z_{nm} = B_{nm} N_n \rho_\nu = W_{nm} N_n.$$

Впервые и задолго до завершения квантовой теории проблему излучения квантовых систем рассмотрел А.Эйнштейн. Он ввел коэффициенты A_{nm} , B_{nm} , характеризующие спонтанные и индуцированные переходы. Эти коэффициенты связаны между собой соотношениями:

$$A_{nm} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{g_n}{g_m} \cdot B_{nm} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot B_{mn};$$

$$B_{mn} = \frac{g_n}{g_m} \cdot B_{nm},$$

где g_n ; g_m – кратность вырождения уровней (число различных состояний системы на определенном уровне энергии).

Рассмотрим два уровня с энергиями E_n и E_m , причем $E_n > E_m$. Пусть число частиц, находящихся в каждом из этих энергетических состояний, равно соответственно N_n и N_m . Если квантовая система находится под воздействием внешнего электромагнитного поля, то в ней возможны три процесса: индуцированное поглощение с вероятностью в единицу времени W_{mn} , индуцированное излучение с той же вероятностью в единицу времени W_{nm} , спонтанное излучение, вероятность которого в единицу времени обозначим A_{nm} . Поскольку вероятность индуцированного перехода пропорциональна спектральной плотности излучения $W_{mn} = B_{mn} \rho_\nu$, Эйнштейн показал, что если

$$N_n A_{nm} + N_n B_{nm} \rho_\nu = N_m B_{mn} \rho_\nu,$$

то

$$\rho_\nu = \frac{A_{nm}}{B_{nm}} \cdot \frac{N_m}{(N_m - N_n)},$$

так как распределение Больцмана

$$N_m = N_n \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) \quad \text{и} \quad B_{mn} = B_{nm}; \quad A_{nm} = \frac{8\pi\nu^3 h}{c^3} \cdot B_{nm},$$

где B_{nm} – вероятность излучения (поглощения) в единицу времени при единичной плотности излучения $\rho_\nu = 1$. При $g_m = g_n = 1$ можно получить формулу спектральной плотности излучения М.Планка:

$$\rho_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \cdot \frac{h\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}.$$

В этой формуле коэффициент $\frac{8\pi\nu^2}{c^3}$ определяет число колебаний (осцилляторов) в единице объема и в единичном интервале частоты для свободного пространства; $\frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right)-1}$ – среднее число фотонов на одно

колебание квазимонохроматического излучения; $h\nu$ – энергия одного фотона.

Следовательно, с ростом частоты вероятность спонтанного перехода резко возрастает. Например, при переходе от сантиметровых волн ($\lambda=5$ см) к видимой области спектра ($\lambda=0.5$ мкм) вероятность спонтанного излучения возрастает в 10^{15} раз. Отметим, что при $h\nu \gg kT$ система вырождается в квантово-механическую, а при $h\nu \ll kT$ – является классической механической системой.

Не все мыслимые квантовые переходы возможны, некоторые из них разрешены, а некоторые запрещены. В квантовой механике существуют правила отбора, которые регламентируют возможные квантовые переходы, то есть определяют возможность квантового перехода из одного энергетического состояния в другое. Запрещенные и разрешенные переходы определяются вероятностью перехода (уровень, с которого правилами отбора переходы запрещены и который, будучи когда-либо возбужден, может существовать длительное время, называется **метастабильным**).

Существуют приближения, в которых разрешены квантовые переходы: квадрупольные, магнитные и безызлучательные. Для понимания принципа работы лазеров важнейшими из них являются **безызлучательные переходы**, при которых квантовые частицы отдают или получают энергию без излучения фотонов, взаимодействуя с другими системами (столкновение частиц, соударения и т.д.). Они также характеризуются вероятностными величинами. Вероятностью безызлучательного перехода S_{nm} является среднее число актов отдачи или получения квантов энергии одной частицей в единицу времени.

Если возможны квантовые переходы с излучением и без излучения, то полная вероятность квантовых переходов равна сумме вероятностей:

$$P_{nm} = A_{nm} + W_{nm} + S_{nm},$$

где $W_{nm} = B_{nm}\rho_\nu$.

Перейдем теперь к веществу, в котором есть два возбужденных уровня E_n и E_m с населенностями N_n и N_m . Если населенность N_n уровня E_n больше населенности N_m уровня E_m , расположенного ниже ($N_n > N_m$), то такое вещество называют **активным**. При воздействии внешнего электромагнитного поля пролет фотонов через активное

вещество вызывает вынужденное излучение все новых и новых фотонов. Если количество актов излучения превышает количество актов поглощения, то происходит лавинообразное увеличение потока фотонов. Нарастание интенсивности потока по длине активного вещества подчиняется экспоненциальному закону

$$I_x = I_0 e^{Gz},$$

где $G \cong \frac{16\pi^2}{hc} \cdot \frac{\nu}{\Delta\nu} \cdot (N_n - N_m) \cdot |D_{mn}|^2$ – коэффициент квантового усиления;

D_{mn} – матричный элемент дипольного момента квантового перехода.

Величина $(N_n - N_m) = \Delta N$ – так называемая **инверсия населенностей уровней** (обращение населенностей уровней активного вещества), то есть такое соотношение между населенностями рассматриваемой пары энергетических уровней активного вещества, при котором количество квантовых частиц на верхнем уровне больше, чем на нижнем. В естественных условиях, согласно закону Больцмана, нижние уровни заселены квантовыми частицами более плотно, то есть в условиях термодинамического равновесия при любой температуре состояние с более низкой энергией должно иметь большую населенность, чем состояние с более высокой энергией, так что

$$N_n = N_m \cdot \frac{g_m}{g_n} \cdot e^{-\frac{E_n - E_m}{kT}}.$$

Поэтому, чтобы получить усиление вынужденного излучения, необходимо искусственно увеличить населенность верхнего или уменьшить населенность нижнего уровня, то есть необходимо инвертировать населенности активного вещества.

Неравновесное состояние системы, для которого имеет место инверсия населенностей уровней, в литературе часто называется состоянием с **отрицательной температурой**. Этот термин эквивалентен термину «инверсия населенностей». Действительно, при любых реальных значениях температуры инверсия населенностей всегда меньше нуля, а повышение температуры не создает инверсии населенностей. При нарушении термодинамического равновесия, когда $N_n > N_m$, отношение

$\frac{N_n}{N_m} = e^{\frac{h\nu_{nm}}{kT'}} > 1$, для чего необходимо, чтобы $T' < 0$. В этом случае

величина T' – это не температура в обычном смысле, а условная величина, характеризующая отношение населенностей, при котором состояние системы является неравновесным.

При $T' \leq 0$ соотношение $\frac{N_n}{N_m} = e^{-\frac{h\nu_{nm}}{k(-T')}} = e^{\frac{h\nu_{nm}}{kT'}}$ больше единицы, $e^{\frac{h\nu_{nm}}{kT'}} \geq 1$, а это справедливо при $N_n > N_m$.

Состояние с отрицательной температурой $T' = \frac{E_n - E_m}{k \ln(N_n - N_m)} < 0$ при $\frac{N_n}{N_m} > 1$ является неравновесным. Если не будет притока энергии извне, система быстро перейдет в равновесное состояние с положительной температурой за счет спонтанного излучения. Анализ неравенства для T' показывает, что переход от положительной к отрицательной температуре происходит через бесконечно большую температуру. Можно говорить, что отрицательная температура выше бесконечно высокой температуры. В состоянии с отрицательной температурой система имеет запас энергии, который она может излучать в виде электромагнитных волн. Именно на этом явлении основан принцип работы квантовых приборов.

Как мы уже выяснили, одной из важнейших характеристик излучения является его спектр, то есть набор монохроматических волн, образующих излучаемое электромагнитное поле. Монохроматическая волна – это идеализация, строго монохроматических колебаний нет. Каждая реальная волна лазера является *квазимонохроматической*, то есть представляет собой вид колебаний электромагнитного поля со средней (центральной) частотой $\nu_0 = \frac{1}{2\pi} \omega_0$ и некоторой шириной спектра $\Delta\nu_N$.

Такие волны обладают ограниченным узкополосным спектром, который иногда может состоять из нескольких монохроматических составляющих.

В соответствии с постулатом Бора $\nu_{nm} = \frac{E_n - E_m}{h}$ спектр излучения идеального гармонического осциллятора должен представлять бесконечно тонкую спектральную линию, так как ширина энергетических уровней в этом соотношении не обусловлена, а подразумевается бесконечно тонкой. Фактически уровни энергии обладают конечной шириной. Поэтому излучение происходит в некотором интервале частот около ν_0 . На частоте ν_0 энергия излучения имеет наибольшее значение и убывает на частотах, отстоящих по обе стороны от нее. Частотный интервал, в пределах которого интенсивность излучения или поглощения убывает вдвое по сравнению с максимальным значением, называется *шириной спектральной линии* $\Delta\nu_N$. Ширина спектральной линии, определяемая спонтанными переходами, является *естественной шириной*:

$$\Delta\nu_N = \frac{A_{nm}}{2\pi} = \frac{32\pi^3 \nu_{nm}^3}{3hc^3 g_m} \cdot |D_{nm}|^2,$$

где $A_{nm} = \frac{1}{\tau_{nm}}$ – вероятность спонтанного перехода; g_m – кратность вырождения уровня; $|D_{nm}|$ – матричный элемент дипольного момента перехода.

Величина A_{nm} обратно пропорциональна среднему времени пребывания частиц на возбужденном энергетическом уровне, то есть времени, за которое населенность этого возбужденного уровня убывает в $e = 2.71$ раза.

С естественной шириной спектральной линии очень тесно связано другое важное понятие квантовой механики – **время жизни** квантовой частицы на возбужденном уровне. Число частиц, спонтанно покидающих возбужденный энергетический уровень за интервал времени dt , определяется уравнением

$$dN_n(t) = -A_{nm}N_n(0)dt,$$

или

$$\frac{dN_n(t)}{N_n(0)} = -A_{nm}dt.$$

Отсюда

$$N_n(t) = N_n(0)e^{-A_{nm}t} = N_n(0)e^{-\frac{t}{\tau_{nm}}},$$

где $N_n(0)$ – населенность n -го возбужденного уровня в начальный момент времени $t = 0$. Таким образом, среднее время жизни квантовых частиц определяется величиной

$$\tau_{nm} = \frac{1}{A_{nm}} = \frac{1}{2\pi\Delta\nu_N}.$$

Естественная ширина линии очень мала. Поскольку она не связана ни с какими внешними воздействиями, ее искусственно уменьшить невозможно. В диапазоне излучения видимого спектра ширина такой линии составляет десятки килогерц, на сантиметровых волнах – доли герца.

Отметим также, что ширина спектральной линии определяется суммарной шириной уровней ΔE_m и ΔE_n , между которыми происходит квантовый переход, то есть $\Delta\nu_{nm} = \frac{\Delta E_m + \Delta E_n}{h}$. Формы линий (рисунок 1.1) излучения и поглощения одинаковы и описываются уравнением контура спектральной линии $F(\nu)$, которое называют **лоренцевой формой линии**, или иногда **форм-фактором**:

$$F(\nu) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\Delta\nu_N}{(\nu - \nu_0)^2 + \Delta\nu_N^2}.$$

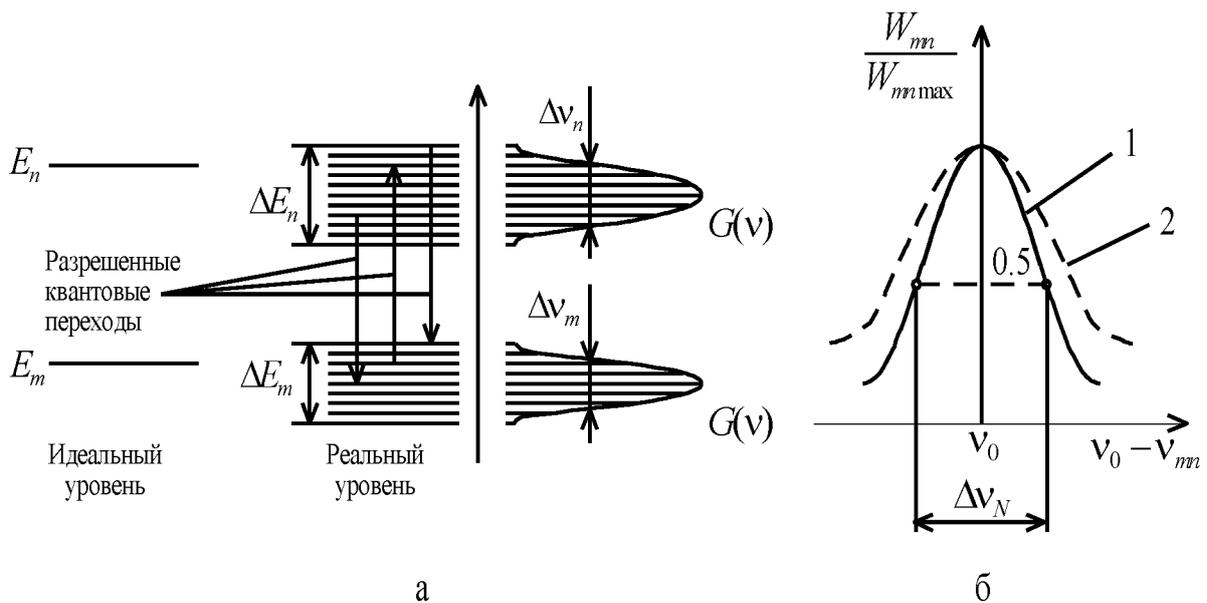


Рисунок 1.1 – Представление идеального и реального энергетического уровня:

а: ΔE_n , ΔE_m – реальная ширина энергетического уровня, $\Delta \nu_n$, $\Delta \nu_m$ – ширина спектральной линии; **б:** форма и ширина спектральной линии излучения, 1 – естественная; 2 – уширенная.

Лоренцова форма линии нормируется выражением $\int_{-\infty}^{\infty} F(\nu) d\nu = 1$. В реальных активных веществах действуют различные причины, приводящие к так называемому **уширению спектральной линии**, когда спектр излучения реального квантового осциллятора представляет собой полосу частот. Одной из основных причин уширения спектральной линии является уменьшение времени жизни квантовых частиц в возбужденном состоянии под влиянием несовершенства кристаллов и неоднородности электромагнитных полей. Ширина энергетического уровня обусловлена **принципом неопределенности**, который утверждает, что в отличие от физического тела, положение и импульс которого строго определены, квантовая частица не может находиться в состояниях, в которых координаты ее центра инерции и импульс одновременно принимают вполне определенные, точные значения. Если время жизни квантовой частицы на каком-либо возбужденном энергетическом уровне имеет величину τ_m , то, согласно принципа неопределенности, ширина этого энергетического уровня неопределенна (рисунок 1.1, а):

$$\Delta E_m \sim \frac{\hbar}{\tau_m},$$

где $\hbar = \frac{h}{2\pi} = (1.0545887 \pm 0.0000054) \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка (квант действия).

Таким образом, ширина энергетического уровня ΔE_m зависит от времени жизни частицы в данном энергетическом состоянии. Наиболее широкими оказываются уровни, имеющие малое время жизни частицы. Чем больше величина A_m , тем меньше время жизни и наоборот. Системы, используемые в приборах квантовой электроники, должны иметь метастабильный уровень, обеспечивающий длительное взаимодействие с возмущающим электромагнитным полем. Метастабильные уровни имеют малую ширину. Основной энергетический уровень, характеризующийся бесконечно долгим временем жизни частиц, имеет бесконечно малую ширину энергетического уровня. Наличие уширения энергетического уровня приводит к определенному распределению мощности излучения по частоте, которое характеризуется формой линии поглощения или излучения.

1.2 Постулаты и принципы квантовой теории

Барьером для изучения квантовой механики служит ее математический аппарат и сложность восприятия порою странных и абстрактных квантовомеханических рассуждений. Поскольку поведение частиц микромира не похоже на наш повседневный опыт, то к нему трудно привыкнуть и новичку и опытному специалисту. Это совершенно естественно, потому что воображение человека проще воспринимает большие тела макромира.

В течение первой четверти XX века накопились определенные теоретические и экспериментальные данные о явлениях микромира, знакомство с которыми приводило в замешательство почтенных ученых, приверженцев классической физики. Они говорили: «Что же хорошего в квантовой теории, раз она не может ответить на простейшие вопросы: почему уровни частицы дискретны? Каково точное положение частицы?» и т.д.

Ответ В. Гейзенберга (род. 1891 г.) на недоуменные вопросы был примерно следующим: «Я не обязан отвечать на такие вопросы, ибо вы не можете их задать экспериментально».

В 1926 – 1930 гг. трудами Э. Шредингера, В. Гейзенберга, Н. Бора, М. Борна, Л. де Бройля, П.А. Дирака эти сложности восприятия были устранены. Этим и ряду других ученых удалось получить непротиворечивое описание поведения частиц микромира и создать строгое величественное здание квантовой теории. Поясним вкратце ее основные положения.

Статистическое множество квантовых частиц называют **квантовым ансамблем** микрочастиц – набором однотипных микроскопических частиц, которые независимо друг от друга находятся в одинаковых макроскопических условиях. Ансамблем измерений является совокупность однотипных измерений, проведенных над системой, находящейся в заданном квантовом состоянии.

Принадлежность микрочастицы к тому или иному ансамблю определяется волновой функцией Ψ (функцией состояния) или матрицей плотности ρ_{mn} . Волновая функция и матрица плотности являются функциями полного набора физических величин, который определяется природой и числом степеней свободы квантовой системы в целом.

Как и любая научная дисциплина, квантовая механика имеет свои постулаты. Следствия, вытекающие из постулатов квантовой механики, подтверждены многочисленными экспериментами. Рассмотрим **постулаты** квантовой теории.

1. Основным постулатом теории является уравнение Эрвина Шредингера (1887 – 1961)

$$\hat{H}(p, q, t) \cdot \Psi = j\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t},$$

где $\hat{H}(p, q, t)$ – **гамильтониан**, оператор полной энергии квантовой частицы; Ψ – функция состояния (**волновая функция**);

p, q – импульс и обобщенная координата соответственно;

t – время; $j = \sqrt{-1}$ – мнимая единица.

Это феноменологическое уравнение движения квантовой частицы микромира явилось научным предвидением и обобщением экспериментальных данных, накопленных физикой к 1926 г. Оно так же, как и уравнение второго закона Ньютона в классической механике и уравнения Максвелла в электродинамике, является математическим представлением фундаментальных физических процессов. Это уравнение объясняет дискретность энергетических уровней и двойственную корпускулярно-волновую природу излучения.

Из классической механики известно, что полная энергия физической системы E представляет сумму кинетической ε_K и потенциальной V энергии и является функцией импульса и координаты:

$$E = \varepsilon_K + V = E(p, q).$$

Такие функции в классической механике называются функциями Гамильтона, а оператор от полной энергии является гамильтонианом и обозначается $\hat{E} = \hat{H}(\hat{p}, \hat{q})$.

Формализованная запись уравнения Шредингера базируется на других постулатах квантовой теории. Цель введения постулатов состоит в том, чтобы придать квантовым понятиям определенный физический смысл,

составить и решить дифференциальные уравнения, описывающие различные явления микромира.

2. Вся информация физической системы содержится в функции состояния. Функцию состояния называют также волновой функцией и обозначают через Ψ . Физической системой является то, что подлежит изучению: электроны, нуклоны, фотоны, атом и т.п. В результате изучения физической системы получают набор действительных чисел – физически наблюдаемых величин: значения координат, импульса, энергии и т.п.

В квантовой теории предполагается, что информация об этих числах, то есть о поведении физической системы, содержится в функции Ψ . Задача состоит в том, чтобы извлечь требуемую информацию из функции состояния Ψ . Считается, что функция состояния зависит от координат частиц, составляющих систему, а также от времени. Для одной частицы $\Psi = \Psi(x; y; z; t)$ или $\Psi(q; t)$, где $x; y; z$ – декартовы координаты частицы.

На Ψ -функцию накладываются следующие ограничения: она должна быть в своей области определения непрерывна, однозначна и конечна. Способ извлечения информации из функции $\Psi(q; t)$ устанавливается другими постулатами.

3. Каждой физической величине (энергии, импульсу, координатам) приводится в соответствие линейный самосопряженный (эрмитов) оператор. Под оператором понимают действие, производимое над некоторой функцией. Более строго оператор можно определить как математическое преобразование, сопоставляющее элементы одного множества с элементами другого. Оператор будем обозначать той же буквой, что и физическую величину, только над символом будем ставить «птичку», например, \hat{E} – оператор энергии. Простейшим оператором является оператор дифференцирования $\hat{D} = \frac{d}{dx}$. Этот оператор ставит в соответствие каждой дифференцируемой функции $f(x)$ ее производную $f'(x)$. Оператор $\hat{O} = \sqrt{\quad}$ нелинейный, он обозначает операцию извлечения квадратного корня. В случае дифференцирования имеем дело с линейным оператором.

Принципами квантовой теории являются принципы неопределенности, соответствия и суперпозиции.

В классической механике при изучении движения частицы по траектории предполагается, что в каждый данный момент времени у частицы существует определенная координата и определенный импульс движения. Однако для микрочастиц это положение не справедливо. Частице с импульсом \bar{p} соответствует длина волны λ , определяемая из соотношения Л. де Бройля (1892): $p = \hbar k = \frac{\hbar 2\pi}{\lambda}$. Поскольку длину волны

невозможно определить для интервала, пространства, равного точке, координата и импульс не могут одновременно иметь точных значений. Невозможность точного определения координаты электрона в атоме аналогична «размазыванию его по объему атома».

Подобная неопределенность существует также между энергией E и временем t : в каждый данный момент времени энергия частицы не определена точно из-за того, что в фиксированный момент времени нельзя определить частоту ν , а, следовательно, и энергию, связанную с частотой соотношением

$$E = \hbar\omega = 2\pi\hbar\nu.$$

При фиксированном x или t нельзя судить о величине импульса или энергии соответственно не потому, что эти величины неизвестны, а потому, что эти понятия лишены смысла так же, как «длина волны в точке» или «частота в определенный момент времени», так как для определения длины волны требуется некоторая область пространства, а для определения частоты – некоторый интервал времени. **Принцип неопределенности** в 1927 г. сформулировал В.Гейзенберг так: сопряженные измеряемые величины $E \rightarrow t$, $p \rightarrow x$, $\phi \rightarrow \bar{n}$ и т.д. квантовых систем одновременно могут быть определены до значения постоянной Планка \hbar , например, $\Delta p \cdot \Delta x \geq \hbar$; $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$. Другими словами, существуют сопряженные пары физических измеряемых величин, характеризующих состояние квантовых частиц, которые не могут быть точно измерены одновременно.

Выясним соотношение неопределенностей для времени и энергии. Учтем, что в эксперименте исследуется не полная энергия какого-либо состояния, а разность энергий при переходе частицы из одного состояния в другое. Поэтому надо рассматривать неопределенность в получении разности энергии двух состояний: $\Delta(E_n - E_m)$. Под $\Delta t \sim \tau$ понимают время жизни атома в возбужденном состоянии. Таким образом, $\tau \cdot \Delta(E_n - E_m) \geq \hbar$. Разбросу разности энергий соответствует разброс в частоте $\Delta\omega = \frac{\Delta(E_n - E_m)}{\hbar}$, который можно принять за ширину спектральной линии излучения. Используя выражение $\Delta\omega$, получим, что $\tau \cdot \Delta\omega \geq 1$. Следовательно, чем больше ширина спектральной линии, тем меньше время жизни частицы в возбужденном состоянии. Учитывая полученное соотношение, можно сказать, что чем дольше время измерения, тем точнее может быть измерена энергия.

Рассмотрим соотношение неопределенностей, связывающее число фотонов и фазу. Неопределенность энергии можно представить как произведение энергии одного фотона на неопределенность числа

фотонов Δn_ϕ . Тогда $\hbar\omega \cdot \Delta t \cdot \Delta n_\phi \geq \frac{\hbar}{2}$. Но $\omega \cdot \Delta t = \Delta\phi$ – это неопределенность фазы. Следовательно, $\Delta\phi \cdot \Delta n_\phi \geq \frac{1}{2}$, то есть чем больше неопределенность в числе фотонов, тем точнее можно измерить фазу.

Принцип неопределенности, записанный в виде $\Delta v \cdot \Delta x \geq \frac{2\pi\hbar}{m}$, при $m \rightarrow \infty$ показывает, что чем больше масса частицы, тем с большей точностью некоторые понятия квантовой теории соответствуют понятиям классической механики. Действительно, если масса частицы бесконечна ($m \rightarrow \infty$), то отношение $\frac{2\pi\hbar}{m} \rightarrow 0$, то есть координата и скорость частицы могут быть точно определены. В этом заключается **принцип соответствия**, сформулированный в 1918 г. Н. Бором: при разработке теории необходимо руководствоваться тем соображением, что, когда квантовые числа системы принимают все большие и большие значения, испускаемое излучение должно асимптотически стремиться к значению, определяемому классическими законами. Другими словами, законы новой теории должны переходить в законы классической физики, когда квантовая дискретность стремится к нулю, то есть когда величина кванта действия при переходе к пределу $\lim_{m \rightarrow \infty} \frac{2\pi\hbar}{m} \rightarrow 0$ пренебрежимо мала.

Третьим фундаментальным принципом квантовой теории, который узаконивает обоснованность применения линейных операторов и матричного математического аппарата, является **принцип суперпозиции**. В общем виде он формулируется следующим образом: если на консервативную систему действует одновременно несколько возмущающих воздействий, то реакция системы на их совместный эффект эквивалентна сумме эффектов, вызываемых каждым из возмущающих воздействий в отдельности. Например, это утверждение с полным основанием можно отнести к так называемому чистому состоянию ансамбля квантовых частиц. Отнеся наши рассуждения вообще к квантовым системам, содержание принципа суперпозиции можно свести к следующему: если квантовая система находится в состояниях, описываемых волновыми функциями $\Psi_1, \Psi_2, \dots, \Psi_n$, то линейная комбинация (суперпозиция) этих функций $\Psi = \sum_1^n a_n \Psi_n$ также является волновой функцией, описывающей одно из возможных собственных состояний. В частности, ансамбль квантовых частиц (статистический набор микрочастиц), описываемый определенной волновой функцией, называют чистым состоянием.

Вопросы и задания для самопроверки

1. Назовите причины возникновения квантовой электроники.
2. Охарактеризуйте основные этапы становления и развития квантовой электроники как науки.
3. Назовите основоположников квантовой электроники.
4. Какой вклад в развитие квантовой электроники внесли отечественные ученые?
5. В чем разница между «лазером» и «мазером»?
6. Что входит в понятие «лазерная техника»?
7. В чем разница между основными, возбужденными и метастабильными энергетическими уровнями?
8. Поясните термин «интерференция» лазерного излучения.
9. Поясните термин «поляризация» оптического излучения.
10. Что такое дифракция оптического излучения?
11. Что такое квант энергии?
12. Что такое частотный спектр электромагнитного излучения?
13. Напишите уравнение, связывающее энергию и частоту электромагнитной волны.
14. Охарактеризуйте основные положения волновой теории излучения.
15. Какие виды квантовых переходов Вы знаете?
16. Что такое «населенность квантового уровня»?
17. Какое излучение называется когерентным?
18. Какое вещество называют активным?
19. Что такое «инверсия населенности квантового уровня»?
20. Что такое «вещество с отрицательной температурой»?
21. Почему реальная электромагнитная волна является квазимонохроматической?
22. Чем определяется ширина спектральной линии излучения?
23. Чем определяется ширина энергетического уровня?
24. Чем определяется время жизни квантовой частицы?
25. Назовите три основные постулаты квантовой теории.
26. Что описывает уравнение Э.Шредингера?
27. Что такое волновая функция (функция состояния) и что она характеризует?
28. Что такое самосопряженный (эрмитов) оператор и какие операции с его помощью выполняют в квантовой физике?
29. Назовите три основные принципы квантовой теории.
30. Поясните принцип неопределенности В.Гейзенберга.
31. Сформулируйте принцип соответствия Н.Бора.
32. В чем суть принципа суперпозиции для квантовой теории?
33. Какие виды накачки активного вещества лазеров Вы знаете?

2 КВАНТОВЫЕ УСИЛИТЕЛИ. ОПТИЧЕСКИЕ РЕЗОНАТОРЫ

2.1 Квантовые усилители

2.1.1 Классификация, принцип действия и основные характеристики квантовых усилителей

Приборы, способные за счет внутренней энергии электронов, связанных с атомами и молекулами активного вещества, усиливать малые сигналы без искажения формы электромагнитного поля, называются **квантовыми усилителями (КУ)**.

От всех прочих типов электронных усилителей, в которых используются свободные электроны, подчиняющиеся законам классической механики, они **отличаются принципом действия и малым уровнем шумов**. По длине волны усиливаемого ими электромагнитного поля квантовые усилители делятся на две большие группы:

усилители СВЧ-диапазона длин волн
оптические квантовые усилители (ОКУ).

Проблема создания малошумящих усилителей была актуальной для ученых-радиофизиков, так как эти приборы смогли бы обнаруживать весьма малые сигналы. Успехи радиоспектроскопии, науки, которая исследует поглощение радиоволн атомами и молекулами различных веществ, привела их к мысли применить для этой цели внутреннюю энергию и свойства квантовых частиц.

В основе работы оптических квантовых усилителей лежит способность возбужденных квантовых частиц отдавать свою внутреннюю энергию под воздействием внешнего электромагнитного поля. За счет внутренней энергии квантовой системы происходит квантовое усиление излучения, так как пролет фотонов через активное вещество вызывает рождение новых точно таких же фотонов. При этом происходит лавинное умножение фотонов в веществе. Движение частиц и связанная с ним кинетическая энергия в процесс усиления не вовлекаются, в силу чего отсутствуют характерные для обычных электронных приборов дробовые шумы. Основными же источниками шумов являются спонтанное излучение активной среды и тепловое излучение диссипативных элементов. При индуцированном излучении кванты электромагнитного поля, как исходные, так и излученные квантовой системой, полностью тождественны, то есть имеют одинаковые частоты, поляризацию и направления распространения, что и определяет когерентность квантового излучения.

Получение инверсии населенностей энергетических уровней активной среды является необходимым, но не достаточным условием для получения

усиления. В усилителе важно также обеспечить должное взаимодействие активного вещества и усиливаемого излучения. Это взаимодействие может происходить как в режиме бегущей волны (квантовые усилители бегущей волны – ОКУБВ), так и в режиме стоячей волны. В последнем случае излучение многократно проходит через один и тот же образец активного вещества, помещенный в объемный или открытый резонатор (см. раздел 2.2). На таком принципе построены резонаторные (регенеративные) квантовые усилители, которые разделяются на проходные, кольцевые, однонаправленные и отражательные.

Рассмотрим основные характеристики квантовых усилителей.

Коэффициент усиления K_v – величина, показывающая, во сколько раз мощность выходного сигнала усилителя превышает мощность входного сигнала. Коэффициент усиления всегда зависит от частоты усиливаемого излучения.

Интервал частот, в котором коэффициент K_v достаточно велик, называют **полосой пропускания** усилителя $\Delta\nu_v$. Полоса пропускания определяется как область частотной характеристики, в которой квадрат коэффициента усиления K_v^2 отличается от квадрата наибольшего коэффициента усиления K_0^2 не более чем в два раза, то есть

$$\left(\frac{K_v}{K_0}\right)^2 = \frac{1}{2}.$$

На практике часто пользуются таким понятием, как **широкополосность** квантового усилителя

$$\Pi = \Delta\nu_v \sqrt{K_0},$$

где K_0 – коэффициент усиления на резонансной частоте ν_0 .

Третьей важнейшей характеристикой усилителя является мощность шума $P_{ш}$, обуславливающая в основном **чувствительность** квантового усилителя, то есть его способность усиливать очень слабые входные сигналы. Чувствительность нельзя повышать бесконечно, ибо она ограничена флуктуациями случайного сигнала во входных элементах и уровнем принципиально неустраняемого спонтанного излучения.

Добротность КУ определяется отношением резонансной частоты излучения к полосе пропускания:

$$Q = \frac{\nu_0}{\Delta\nu_v}.$$

Динамический диапазон измеряется изменением во времени уровня выходного сигнала от минимального значения, ограниченного шумами, до максимального значения, приводящего к насыщению квантового рабочего перехода, то есть уменьшению инверсии населенности до нуля. Динамический диапазон можно увеличить, если уменьшить время

релаксации активного вещества (например, процесс установления равновесного магнитного момента парамагнетика, вещества, намагничивающегося под действием внешнего магнитного поля и в направлении его).

Коэффициент квантового усиления G характеризует увеличение амплитуды, проходящей сквозь активное вещество электромагнитной волны, по экспоненциальному закону

$$E = E_0 e^{Gz},$$

где E_0 – амплитуда входящей волны; z – расстояние, пройденное волной в активном веществе. На расстоянии $z = \frac{1}{G}$ амплитуда поля возрастает в $e = 2.71$ раз. Активное вещество тем эффективнее, чем большее число квантовых частиц находится на инвертированном уровне, то есть чем больше инверсия населенностей ΔN и дипольный момент квантового перехода $\left| \vec{D}_{mn} \right|$:

$$G \approx \frac{16\pi^2}{he} \cdot \frac{v_0}{\Delta v_y} \cdot \Delta N \cdot \left| \vec{D}_{mn} \right|^2.$$

Потребность в малощумящих усилителях весьма велика для сантиметровых и миллиметровых радиоволн СВЧ-диапазона. Поэтому квантовые усилители широко применяются как в земных линиях с ретрансляционными спутниками связи, так и в космических линиях для радиосвязи с межпланетными станциями. Они значительно увеличили дальность действия радиолокаторов и радиотелескопов.

В промышленности и в научных исследованиях широко применяются также оптические квантовые усилители. Эти устройства в сочетании с лазерами дают возможность получать высокие уровни энергии (до 10^3 Дж) и мощности (до 10^{10} Вт) когерентного оптического излучения. Они генерируют сверхкороткие импульсы лазерного излучения длительностью $10^{-10} \dots 10^{-12}$ с. Оптический квантовый усилитель входит в состав приемной части оптической линии связи и служит для обнаружения слабых световых сигналов в широкой полосе частот. До появления оптических квантовых усилителей в оптике отсутствовали способы когерентного усиления света. Наряду с некоторыми особенностями, а именно – наличием в усилителях большого числа типов колебаний и спонтанного излучения, оптические квантовые усилители имеют много общего с квантовыми усилителями радиодиапазона длин волн.

2.1.2 Свойства парамагнитных кристаллов

Вещества, содержащие нескомпенсированные элементарные магнитные моменты во внутренних недостроенных оболочках атома, называются *парамагнетиками*. Использовать для конструирования квантовых усилителей диамагнитные кристаллы с парамагнитными ионами предложил Н. Бломберген. К ним относятся элементы группы железа: Cr; Nd; Mn; Fe; Ni; Co с недостроенной $3d$ -оболочкой и группы редкоземельных элементов с недостроенной $4f$ -оболочкой. Квантовые свойства электронов, как известно, проявляются в том, что они, помимо массы m и заряда e , характеризуются элементарной дозой магнетизма – магнитным моментом m_i ; орбитальным моментом l и собственным моментом количества движения – спином s , вектор которого направлен противоположно элементарному магнитному моменту $m_i \cong \mu_B = \frac{\hbar e}{2mc}$ (магнетон Бора). Образно говоря, электрон ведет себя как элементарный магнетик, намагниченный вдоль оси вращения, так как вращающаяся частица, имеющая заряд, обладает и магнитным моментом, равным магнетону Бора, причем это «вращение» электрона нельзя ни остановить, ни ускорить никакими силами природы. Можно лишь изменить ориентацию его оси «вращения» в пространстве.

Вкратце рассмотрим, какими путями это можно осуществить. В атомах и молекулах наблюдается образование электронных пар с взаимно скомпенсированными элементарными механическими и магнитными моментами. Большинство веществ, имеющих спаренные электроны, диамагнитно. Диамагнетики обладают свойством приобретать под воздействием внешнего магнитного поля внутреннее магнитное поле, противоположно направленное внешнему полю. Такие вещества с замещением в кристаллической структуре некоторых диамагнитных ионов парамагнитными ионами и предложил Бломберген в качестве активных веществ в квантовых усилителях. Оптимальная концентрация в диамагнетике парамагнитных ионов оказалась равной 0.01...0.3%.

В отсутствие внешнего магнитного поля элементарные моменты неспаренных электронов ориентированы хаотически. При наличии внешнего поля магнитные моменты неспаренных электронов ориентируются либо в направлении поля, либо против него, причем в этих состояниях энергия иона-парамагнетика будет различной. В этом случае мы опять сталкиваемся с эффектом расщепления уровня иона на магнитные подуровни (эффект Зеемана). В зависимости от количества неспаренных электронов и спина ядра парамагнитный ион может иметь набор из нескольких магнитных подуровней. Типичным представителем парамагнетика является **кристалл рубина** (окись алюминия Al_2O_3 с примесью окиси хрома Cr_2O_3). Парамагнетиком в рубине являются трижды

ионизированные ионы хрома Cr^{3+} , у которых на внутренней недостроенной оболочке имеются три неспаренных электрона. Полный магнитный момент иона определяется суммой орбитальных и спиновых моментов электронов. Такой ион, введенный в кристаллическую решетку окиси алюминия, испытывает воздействие сильного внутреннего электрического поля, создаваемого соседними диамагнитными ионами. Это поле совместно с электрическим полем ядра иона хрома изменяет орбитальное движение электронов, смещает и расщепляет энергетические уровни электронов парамагнитного иона (эффект Штарка).

В данном случае наблюдается одновременное действие двух тонких физических эффектов: во-первых, спин-орбитальное взаимодействие между внутренним магнитным полем, создаваемым орбитальным движением электронов, и их элементарными магнитными моментами m_i , в результате которого электрическое поле расщепляет энергетический уровень на магнитные подуровни.

Во-вторых, дальнейшее расщепление этих подуровней на магнитные подуровни уже во внешнем магнитном поле. Причем расстояние между этими магнитными подуровнями – разность энергий $(E_2 - E_1)$ – будет зависеть не только от величины, но и от ориентации вектора напряженности внешнего магнитного поля \vec{H} относительно кристаллографической оси z (рисунок 2.1) активного вещества. Это очень важное для практики обстоятельство, так как преднамеренно изменяя ориентацию векторов \vec{H} , можно изменять расстояние между расщепленными подуровнями и, следовательно, подстраивать частоту излучения. При этом не исключена вероятность вынужденных переходов между расщепленными уровнями, которые приводят к избирательному поглощению радиоволн определенной частоты – в этом случае можно говорить о явлении *электронного парамагнитного резонанса*.

Впервые индуцированные переходы между магнитными подуровнями экспериментально обнаружил Е.К. Завойский в 1944 г. Вскоре на основе этого открытия были разработаны парамагнитные квантовые усилители.

Все сказанное суммируем на примере рубина. В электрическом поле кристалла основной уровень иона хрома Cr^{3+} расщепляется на два магнитных подуровня. Они близко расположены, каждый из них дважды вырожден $\left(\pm \frac{1}{2}; \pm \frac{3}{2}\right)$ и отличаются друг от друга величиной проекции

суммарного магнитного момента иона на ось кристалла $z \left(+\frac{1}{2}; -\frac{1}{2}; +\frac{3}{2}; -\frac{3}{2}\right)$.

Внешнее магнитное поле изменяет энергию этих уровней и расщепляет каждый из них еще на два подуровня.

В результате одновременного действия электрического поля кристалла и внешнего магнитного поля получается 4 магнитных

подуровня, положением которых можно управлять, так как частоты их переходов зависят от величины и направления магнитного поля.

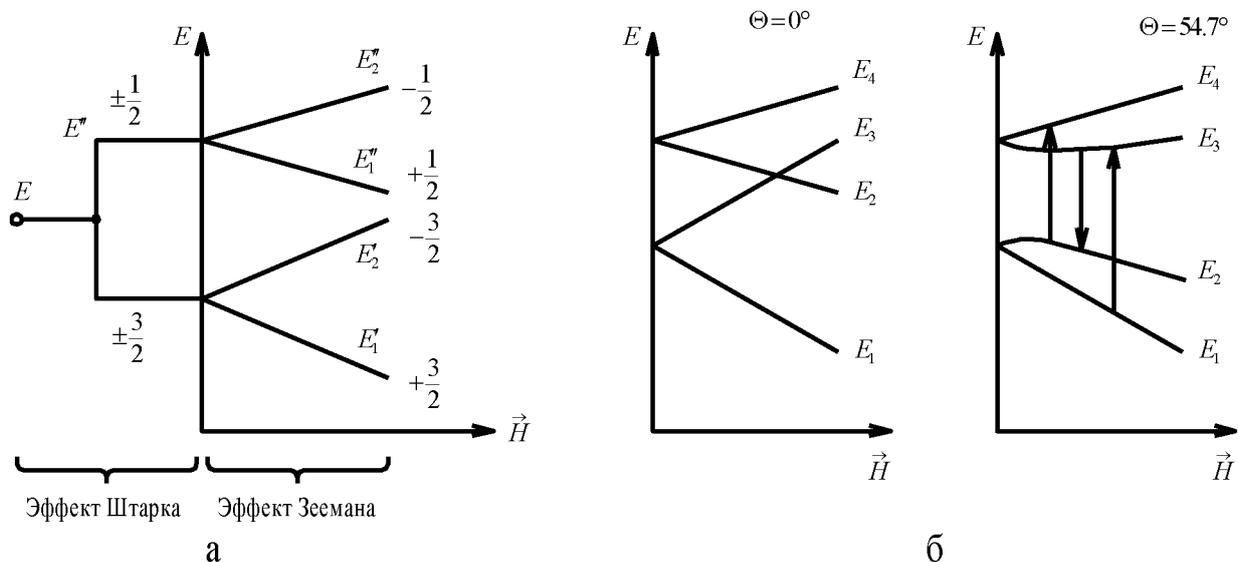


Рисунок 2.1 – Расщепление основного уровня Cr^{3+} в кристалле рубина под действием внутреннего электрического поля и под действием внешнего магнитного поля \vec{H} (а) и зависимость энергии ионов Cr^{3+} от внешнего магнитного поля при двух ориентациях поля относительно оси кристалла $\Theta = 0^\circ$ или $\Theta = 54.7^\circ$ (б).

На рисунке 2.1 стрелками показаны режимы оптимального поглощения и индуцированного излучения.

При отсутствии внешнего поля и при воздействии тепловых колебаний решетки кристалла парамагнитные ионы могут также изменять свою энергию, то есть переходить с одного магнитного подуровня на другой, изменяя ориентацию магнитного момента в пространстве – совершать *безызлучательные релаксационные переходы*. Если же магнитный момент \vec{M}_0 изменяется либо во времени, либо по направлению, то неизбежно происходит процесс установления нового равновесного магнитного момента \vec{M}_1 парамагнетика – *парамагнитная релаксация*. Она происходит не мгновенно, а за некоторый интервал времени, названный физиками *временем парамагнитной релаксации* $t_{\text{ПР}}$. Другими словами, за время парамагнитной релаксации вектор магнитного момента из первоначального положения \vec{M}_0 устанавливается в новое положение \vec{M}_1 с угловой скоростью прецессии $\omega_{\text{П}} = \frac{l}{mc} \cdot \vec{H}_0$, где \vec{H}_0 – напряженность магнитного поля. Вектор \vec{M}_0 можно представить компонентами: перпендикулярной \vec{M}_{\perp} и параллельной \vec{M}_{\parallel} к вектору \vec{H} , которые в общем

случае изменяются с разной скоростью: поэтому принято говорить о *поперечной* и *продольной парамагнитной релаксации*. Это явление играет определенную роль в работе парамагнитных квантовых усилителей.

Например, в рубине ионы хрома Cr^{3+} взаимодействуют друг с другом и в этом случае поперечная релаксация происходит быстрее продольной. Для усиления радиоволн СВЧ диапазона применяют и другие кристаллы: рутил TiO_2 ; изумруд $\text{Be}_3\text{Al}_3(\text{SiO}_3)_6$; вольфрамат кадмия и цинка с активаторами ионов хрома и железа. При выборе кристалла необходимо выполнять следующие требования: парамагнитные ионы должны иметь более двух магнитных подуровней; ядро парамагнитного иона не должно иметь собственного магнитного момента, так как его взаимодействие с магнитным моментом электрона приведет к дополнительному расщеплению уровней; парамагнитная релаксация должна быть медленной. Это определяет малую мощность накачки. Кроме правильного выбора активного вещества, при проектировании квантовых усилителей необходимо решить еще две проблемы: осуществить инвертирование и разработать оптимальную конструкцию квантового усилителя.

2.1.3 Модель квантового усилителя

Широкое применение в последние годы находят парамагнитные квантовые усилители, которые обладают по сравнению с другими типами усилителей СВЧ-диапазона очень низким уровнем собственных шумов. Размеры активного вещества уменьшаются, если увеличить время взаимодействия поля и вещества. С этой целью кристалл помещают в объемный резонатор. Отражаясь от стенок резонатора, волна многократно проходит через кристалл и время взаимодействия поля с веществом возрастает по сравнению с распространением в свободном пространстве. Как правило, возбуждение резонатора производится на двух частотах: на частоте накачки и частоте усиливаемого сигнала, что и позволяет уменьшить мощность накачки. Мощное поле накачки определенной частоты вызывает насыщение одного из переходов парамагнетика, из-за чего возникает инверсия населенностей для другого квантового перехода. Например, для рубина с ориентацией кристаллографической оси $\Theta = 90^\circ$ и накачке на частоте перехода $E_4 \rightarrow E_1$ получают инверсию населенностей на переходах $E_4 \rightarrow E_3$; $E_2 \rightarrow E_1$. Резонатор с активным веществом помещается в магнитное поле и вместе с магнитом опускается в сосуд Дьюара с жидким гелием (рисунок 2.2). Входной сигнал из антенны поступает в циркулятор, назначение которого направлять сигнал либо в резонатор, либо в приемник, но не обратно в антенну, то есть разделять входной и выходной сигналы.

Мощность, поглощенная активным веществом с диэлектрической восприимчивостью χ , имеет отрицательное значение

$$P_{\text{погл}} = -0.5\omega\chi H^2,$$

где H – напряженность внешнего магнитного поля.

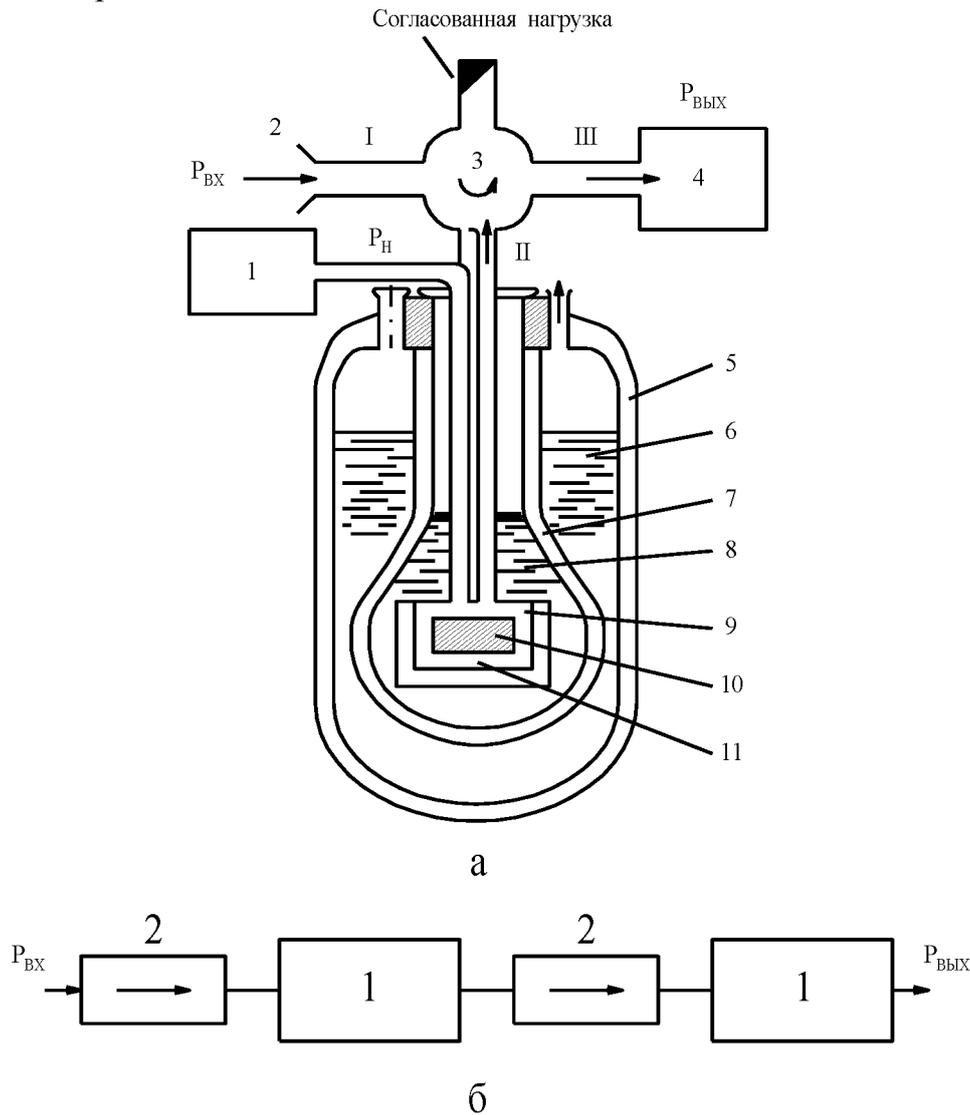


Рисунок 2.2 – Модели квантовых усилителей СВЧ диапазона волн:

а – однорезонаторный регенеративный усилитель (1 – система накачки; 2 – антенна; 3 – циркулятор; 4 – приемник; 5, 7 – вакуумные рубашки сосудов Дьюара; 6 – жидкий азот; 8 – жидкий гелий; 9 – магнит; 10 – парамагнитный кристалл; 11 – объемный резонатор);

б – двухкаскадный многорезонаторный проходной усилитель (1 – резонатор с парамагнетиком; 2 – невзаимный ферритовый элемент).

Коэффициент усиления по мощности с учетом проводимости резонатора $Y_{\text{PEЗ}}$ определяется так:

$$k_{\text{У}} = \frac{(Y_0 - Y_{\text{PEЗ}})^2}{(Y_0 + Y_{\text{PEЗ}})^2},$$

где $Y_{PEЗ} = G_0 \cdot (1 + \zeta Q \chi)$ – проводимость резонатора СВЧ-диапазона длин волн;

Q – добротность резонатора;

G_0 – коэффициент квантового усиления для резонансной частоты ν_0 ;

Y_0 – характеристическая проводимость входного волновода;

ζ – коэффициент заполнения резонатора активным веществом.

Чтобы прибор усиливал входной сигнал, то есть чтобы $k_v > 1$, необходимо выполнить условие

$$\zeta Q \chi(\nu_0) < -1.$$

Другими словами, для получения усиления необходимо обеспечивать превышение излучаемой мощности над мощностью потерь внутри резонатора. Потери в стенках резонатора и в самом активном кристалле с избытком компенсируются коэффициентом усиления и не играют существенной роли. Квантовый усилитель с одним резонатором имеет примерное значение коэффициента усиления

$$k_v \sim 2 \frac{G_0 c}{\pi \Delta \nu_v}. \quad (2.1)$$

Типовое значение коэффициента усиления однорезонаторного квантового усилителя при $G_0 = \frac{1}{100} \lambda$, $k_v \sim 10$, полоса пропускания $\Delta \nu_v \sim 0.2\% \nu_0$. Согласно зависимости (2.1) резонатор, одновременно увеличивая коэффициент усиления, уменьшает его полосу пропускания $\Delta \nu_v$. Для устранения этого недостатка в конструкции квантовых усилителей делают несколько резонаторов или применяют другие конструкции усилителей проходного типа с ферритовыми невзаимными элементами (рисунок 2.2, б), которые под воздействием магнитного поля пропускают волну в одном направлении, поглощая волну, распространяющуюся обратно. Однако эти квантовые усилители сложны и требуют тщательной настройки.

2.1.4 Оптические квантовые усилители

Объемные резонаторы радиодиапазона имеют размеры, сравнимые с длиной возбуждаемой в них волны. Поскольку для очень коротких волн резонаторы такого типа изготовить невозможно, то для оптического диапазона вместо резонатора с замкнутым объемом предложен открытый оптический резонатор.

Резонаторные оптические квантовые усилители (РОКУ) нашли широкое применение при работе с активным веществом, обладающим поглощением и имеющим малую степень активности. Принцип работы такого усилителя основан на явлении регенерации, а использование положительной внешней или внутренней обратной связи позволяет значительно повысить коэффициент усиления по сравнению с

коэффициентом усиления активной среды за один проход (G). Считая, что резонатор заполнен активным веществом, имеющим коэффициент поглощения α (рисунок 2.3), для коэффициента квантового усиления за один проход можно записать следующее:

$$G = \exp(-2\alpha L),$$

где L – длина резонатора.

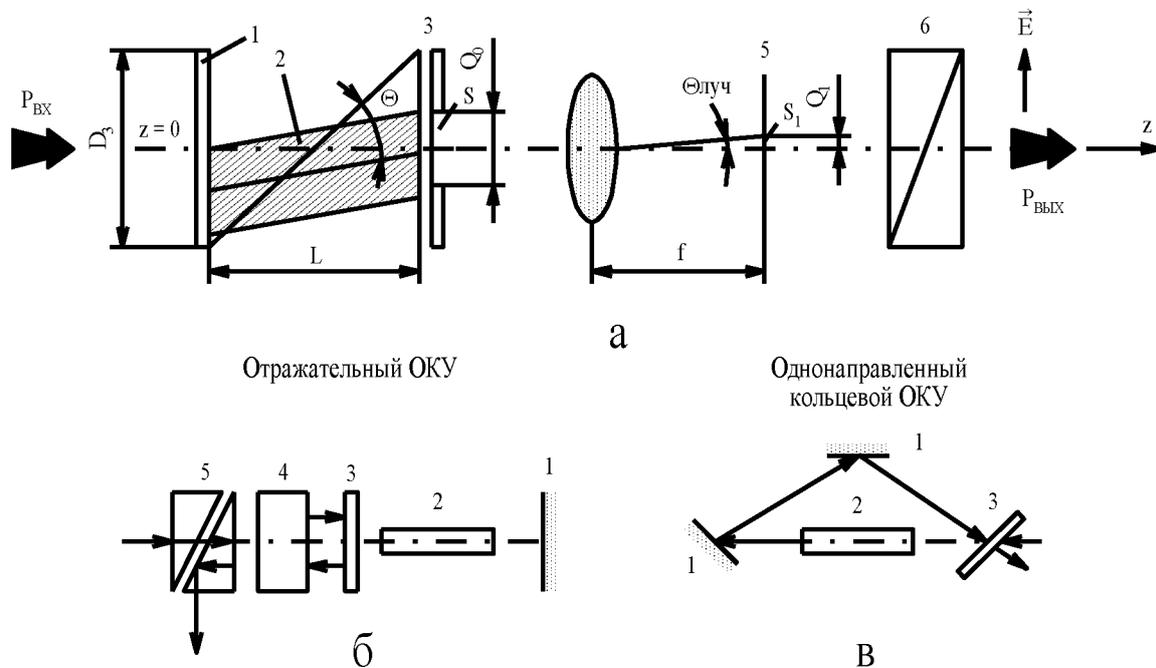


Рисунок 2.3 – Оптические схемы типовых оптических квантовых усилителей:

а – отражательный, резонаторный с активной средой (1, 3 – входное и выходное зеркало; 2 – активное вещество; 4 – линза; 5 – диафрагма с радиусом a_1 ; a_0 – радиус активного вещества; f – фокусное расстояние; $P_{ВХ}$, $P_{ВЫХ}$ – входная и выходная мощность);

б – отражательный резонаторный оптический квантовый усилитель;
в – кольцевой резонаторный оптический квантовый усилитель (в нем 5 – призма Глана; 4 – ячейка Фарадея; 3 – полупрозрачное зеркало; 2 – активное вещество; 1 – зеркало).

В общем случае коэффициент усиления резонансного оптического квантового усилителя равен:

$$K_v = \frac{(1-r_1) \cdot (1-r_2) \cdot G}{(1 - \sqrt{r_1 r_2} \cdot G)^2}, \quad (2.2)$$

где r_1, r_2 – коэффициенты отражения зеркал оптического резонатора.

Прходные резонансные оптические квантовые усилители могут работать в двух режимах: в режиме полного согласования входа усилителя

и передачи усиленного сигнала в направлении выхода и в режиме симметричного усиления ($r_1 = r_2 = r$). Первый режим характерен тем, что усилитель не отражает поступающий на него сигнал и не излучает в направлении входа. Коэффициент усиления при выполнении режима согласования $r_{\text{согл}} = r_2 G^2$ согласованного режима определяется подстановкой этого условия в выражение (2.2):

$$K_{\text{согл}} = \frac{(1 - r_2) \cdot G}{(1 - r_2 G^2)}.$$

Для симметричного режима соответственно:

$$K_{\text{сим}} = \frac{(1 - r_2)^2 \cdot G}{(1 - r_2 G)^2}.$$

При достижении инверсии населенностей энергетических уровней в резонаторе возбуждаются собственные колебания электромагнитного поля и его добротность равна:

$$Q = \frac{2\pi L}{\lambda} \cdot \frac{\sqrt{rG}}{1 - rG} \quad \text{при } rG < 1.$$

Для проектирования оптических квантовых усилителей представляет особый интерес характер зависимостей $r_1 = f(r_2)$, позволяющий выбрать оптимальные коэффициенты отражения зеркал резонатора и добиться высокого коэффициента усиления, не допуская самовозбуждения усилителя. На рисунке 2.4 в логарифмическом масштабе приведен график зависимостей $r_1 = f(r_2)$.

Область усиления определяется из условия $r_1 r_2 G^2 \geq 1$. Коэффициент отражения входного зеркала r_1 выдерживается постоянным и меняется в соответствии с условиями симметрии ($r_1 = r_2$) или согласования $r_1 = r_2 G^2$.

Из приведенных зависимостей следует, что при достаточно большом коэффициенте усиления ($K_{\text{сим}} = 10 \dots 20$ дБ) и $G = 2$ зеркала должны иметь коэффициенты r_1 и r_2 около 35...46%, а самовозбуждение оптического квантового усилителя происходит при $r \sim 50\%$.

Для согласованного режима при тех же значениях K_v и G коэффициент $r_1 \sim 83 \dots 96\%$, а $r_2 \sim 21 \dots 24\%$, тогда как усилитель самовозбуждается при $r_2 \sim 25\%$.

При увеличении степени активности вещества, что соответствует повышению G , происходит смещение линий согласованного и симметричного режимов в область меньших значений r_1 и r_2 , и для осуществления согласованного режима требуется просветление

поверхности выходного зеркала. Например, при $G=8$ и $K_{\text{согл}}=13$ дБ коэффициент r_2 должен быть около 1.5%.

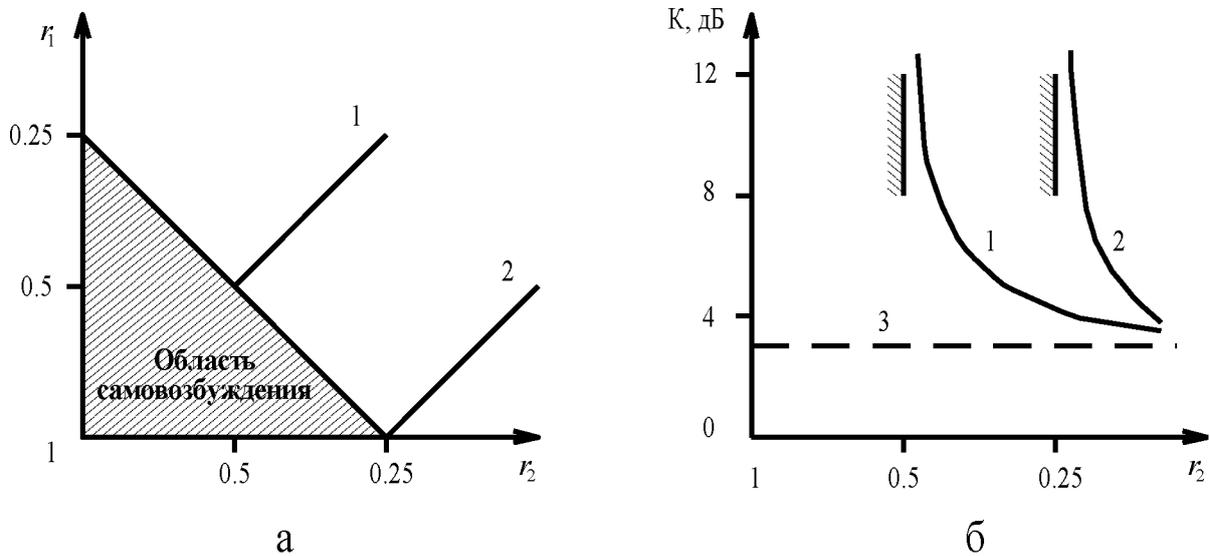


Рисунок 2.4 – Зависимость коэффициентов отражения зеркал РОКУ от КУ (а) и коэффициента усиления (б) при $G=2$:

1 – симметричный режим; 2 – согласованный режим; 3 – область самовозбуждения.

При уменьшении степени активности вещества линии симметричного и согласованного режимов смещаются в область больших значений r_1 и r_2 . Для получения в симметричном режиме $k_{\text{сим}}=10$ дБ необходимы зеркала с $r_{1,2} \approx 87\%$, а критическому режиму соответствует $r_{1,2} \approx 91\%$. Для получения аналогичного усиления при $G=1.1$ в согласованном режиме необходимы коэффициенты отражения входного и выходного зеркал 98 и 81% соответственно. Самовозбуждение наступает при $r_2 \approx 83\%$.

При значении коэффициента квантового усиления $G=0$ область самовозбуждения стягивается в точку в начале координат, а линия симметричного режима совпадает с линией согласованного (случай обычного оптического резонатора).

Поскольку их симметричный режим, как и режим согласования, требуют довольно точного подбора r_1 и r_2 , то при практической работе с резонансными оптическими квантовыми усилителями рекомендуется окончательно подбирать зеркала непосредственно при юстировке устройства, как это делается, например, при выборе устройств вывода энергии для некоторых типов электронных приборов СВЧ.

Использование металлических зеркал в резонаторе резонансных оптических квантовых усилителей нежелательно из-за их тепловой нестабильности. Кроме того, коэффициент усиления резонансных

оптических квантовых усилителей с металлическими зеркалами превышает усиление активного вещества лишь в узкой области изменения r_1 и r_2 непосредственно вблизи порога самовозбуждения.

Широкополосность проходного резонансного оптического квантового усилителя с открытым резонатором определяется как:

$$П = \nu_0 \cdot \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \frac{G-1}{\sqrt{G}} \quad \text{при } K_y \gg G.$$

С ростом коэффициента квантового усиления G широкополосность резонансных оптических квантовых усилителей увеличивается. Уменьшение регенерации можно достичь увеличением G и приближением режима резонансных оптических квантовых усилителей к режиму бегущей волны. Наибольшее распространение получили следующие два технических решения: отражательный резонансный оптический квантовый усилитель и однонаправленный кольцевой (рисунок 2.3, б, в).

Спектральный коэффициент усиления отражательного регенеративного оптического усилителя в симметричном режиме определяется так:

$$K(\lambda) = \frac{r - 2G\sqrt{r} \cos 4\pi\left(\frac{L}{\lambda}\right) + G^2}{1 - 2G\sqrt{r} \cos 4\pi\left(\frac{L}{\lambda}\right) + G^2r};$$

откуда коэффициент усиления на резонансной частоте

$$K_0 = \frac{G - \sqrt{r}}{1 - G\sqrt{r}},$$

широкополосность резонансного оптического квантового усилителя

$$П = \nu_0 \cdot \frac{\lambda_0}{2\pi L} \cdot \frac{G^2 - 1}{G}.$$

Спектральный коэффициент усиления другого практически применяемого однонаправленного кольцевого оптического квантового усилителя (рисунок 2.3, в)

$$K(\lambda) = \frac{r - 2\sqrt{rG} \cos 2\pi\left(\frac{L}{\lambda_0}\right) + G}{1 - 2rG \cos 2\pi\left(\frac{L}{\lambda_0}\right) + rG}.$$

Коэффициент усиления на резонансной частоте этого кольцевого резонансного оптического квантового усилителя равен:

$$K_0 = \frac{\sqrt{r} - \sqrt{G}}{1 - \sqrt{rG}}.$$

Широкополосность его

$$П = \nu_0 \cdot \frac{\lambda_0}{\pi L} \cdot \frac{G-1}{\sqrt{G}}.$$

Типовые оптические схемы этих оптических квантовых усилителей приведены на рисунке 2.3, б, в. Оба усилителя представляют собой регенерированные оптические квантовые усилители бегущей волны. В отражательном резонансном оптическом квантовом усилителе активное вещество имеет форму длинного однородного стержня с одним полностью отражающим торцом. Противоположный торец частично прозрачный и является одновременно входным и выходным зеркалом для усиливаемого излучения. Как и в радиодиапазоне, разделение входного и выходного сигналов осуществляется с помощью невзаимных элементов, подобных циркулятору. В данном случае это ячейка Фарадея с призмой Глана (см. рисунок 2.5).

2.1.5 Квантовые усилители бегущей волны

Стабильное усиление в оптическом диапазоне, где длина активных элементов много больше длины волны, можно реально получить, используя лазерный усилитель бегущей волны. В данном случае выбирают активное вещество с большим коэффициентом квантового усиления.

Рассмотрим некоторые схемные решения оптических квантовых усилителей бегущей волны (рисунок 2.5).

Так как в отличие от радиодиапазона в оптическом диапазоне длин волн невозможно одновременно осуществить усиление сигнала, распространяющегося в прямом направлении, и ослабление сигнала, распространяющегося в обратном направлении, то применяют последовательное соединение усилительных секций, разделенных невзаимными элементами. Усиление каждой секции выбирают таким, чтобы регенерация отдельного усилительного элемента была небольшой.

Если на торцах стержней активного вещества отсутствуют просветляющие согласующие покрытия, то усиление одного каскада не должно превышать 6 дБ. Для создания невзаимной развязки применяют ячейку Фарадея. Плоскость поляризации волны, падающей на активное вещество, задается поляризаторами, повернутыми на угол 45° по отношению друг к другу.

В качестве поляризаторов используют призмы Глана, дихроичные поляризаторы с отражением под углом Брюстера. С помощью каждого невзаимного элемента достигается развязка порядка 25 дБ при потерях 1.6 дБ в прямом направлении. Например, с помощью пятикаскадного усилителя, имеющего усиление 20 дБ, была получена импульсная мощность до 1 ГВт.

Принципиальным пределом величины выходной мощности для оптических квантовых усилителей бегущей волны можно считать мощность, ограничиваемую процессами многофотонного поглощения. В среде с инверсией населенностей $(N_2 - N_1)$ под действием

монохроматического излучения с мощностью $P_{\text{ВХ}}$ и частотой ν в единице объема в единицу времени создается энергия:

$$E_{\nu} = (N_2 - N_1) \cdot \sigma_{21}(\nu) \cdot P_{\text{ВХ}},$$

где $\sigma_{21}(\nu) = \frac{c^2 A_{21}}{8\pi\nu_0} \cdot F(\nu - \nu_0)$ – сечение радиационного перехода $E_2 \rightarrow E_1$

с испусканием фотона частоты ν .

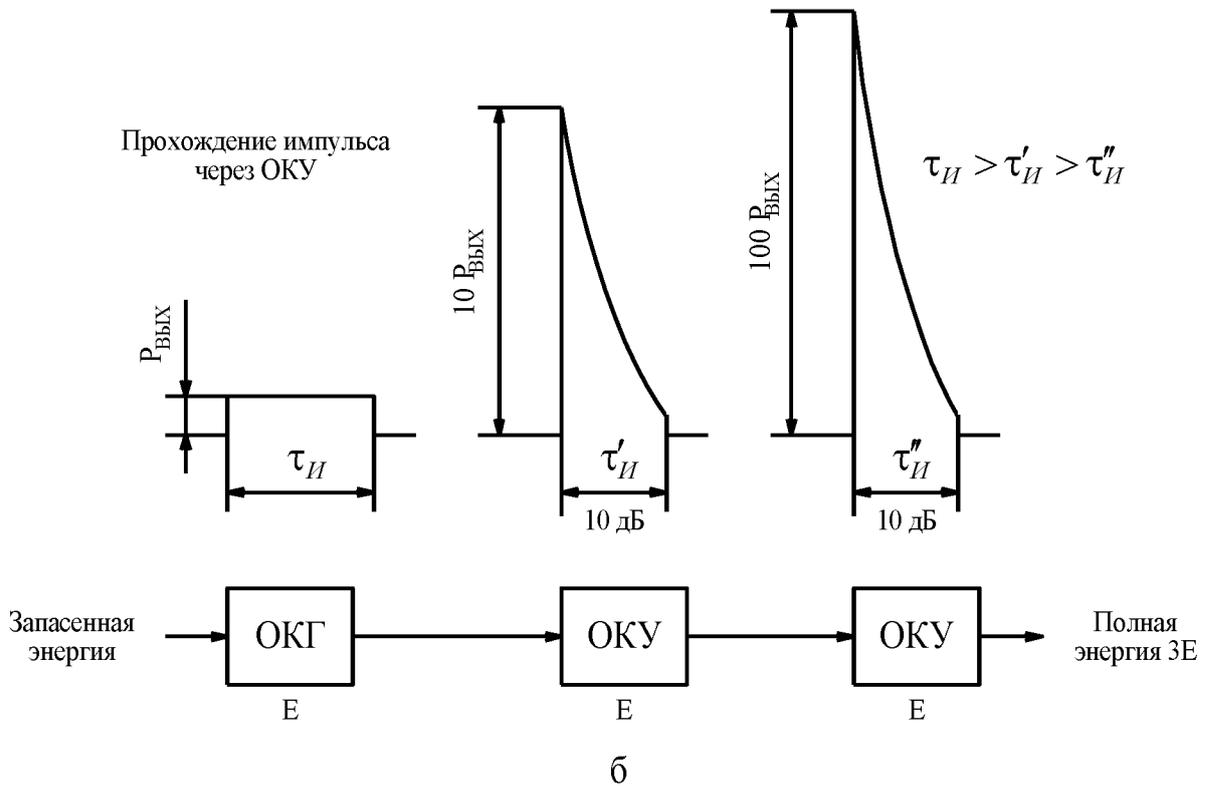
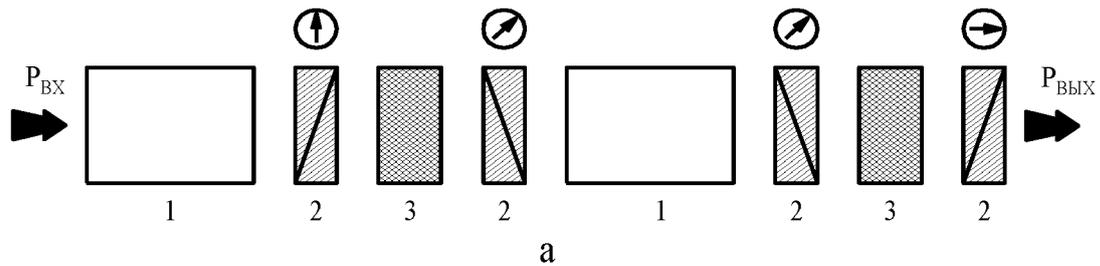


Рисунок 2.5 – Схема оптического квантового усилителя бегущей волны (рисунок а) и схема процесса прохождения лазерного импульса через ОКУ БВ (рисунок б): 1 – активное вещество; 2 – поляризаторы; 3 – ячейка Фарадея.

Максимально достижимая энергия в импульсе, получаемая при усилении с помощью оптического квантового усилителя бегущей волны,

$$E_{\max} \cong \frac{N_0 h\nu_0}{2\beta_\Sigma},$$

где $N_0 = N_1 + N_2$; β_Σ – суммарные потери в резонаторе.

Для рубина на переходе R_1 -линии с $h\nu_0 = 2.8 \cdot 10^{-19}$ Дж при ΔN инверсии населенностей $\Delta N \sim 0.5N_0$, где $N_0 = 1.6 \cdot 10^{19} \text{ 1/см}^3$ – населенность рубина, $\beta_\Sigma = 0.04 \text{ 1/см}$, можно получить энергию $E_{\max} \sim 56 \text{ Дж/см}^2$.

Оптический квантовый усилитель бегущей волны, работающий в импульсном режиме, сокращает длительность усиливаемого им импульса излучения (рисунок 2.5, б). Однако для этого необходимо, чтобы передний фронт исходного импульса был достаточно крутым. В противном случае наблюдается уширение импульса. Ширина выходного импульса на половинном уровне

$$\tau_{H1\ 0.5} \approx \frac{2 \exp\left(-\frac{\sigma_{21}}{(N_2 - N_1)L}\right)}{2\sigma_{21}\rho_{\nu_0}\nu},$$

где ρ_{ν_0} – плотность потока фотонов в резонаторе в момент времени $t = 0$; $(N_2 - N_1)$ – инверсии населенностей энергетических уровней E_2 и E_1 в момент времени $t = 0$; ν – скорость распространения света в среде, см/с^{-1} .

2.2 Виды оптических резонаторов

Идеальный открытый резонатор оптического диапазона длин волн представляет систему отражающих поверхностей, в которой могут возбуждаться электромагнитные колебания высоких частот. В простейшем случае это два зеркала с плоской, сферической или параболической поверхностью, удаленные друг от друга на расстояние от 0.1 мм до 5 м. Основное назначение открытого резонатора оптических генераторов и усилителей – создавать когерентное выходное излучение и осуществлять положительную обратную связь, при помощи которой созданное индуцированное излучение многократно проходит через активную среду.

Теоретическое исследование электромагнитного поля в резонаторе показало, что его можно представить в виде продольной и поперечной структуры и разложить в ряд по некоторой системе функций волновых уравнений, имеющих индексы m , n , q , однозначно связанных с определенной системой координат. Каждое слагаемое этого ряда соответствует определенному типу колебаний – моде TEM_{mq} (transverse electromagnetic), то есть стационарной картине – стоячей световой волне, установившейся в открытом резонаторе после большого числа проходов.

Различают **продольные моды** (основные моды) – аксиальные с индексом $00q$, TEM_{00q} и **поперечные моды** TEM_{mq} . В типовом открытом

резонаторе обычно $q \sim 10^6$, тогда как m и $n \sim 1 \dots 4$. Поперечные индексы определяют число перемен знака поля на поверхности зеркала.

В зависимости от геометрии резонатора и величины накачки имеют место как регулярные, так и нерегулярные режимы возбуждения большого количества мод различных порядков. В резонаторе одновременно присутствуют колебания $n(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3}$ – типов на единицу объема.

Например, в рубиновом ОКГ с кристаллом длиной 8 см и диаметром 0.6 см в режиме свободной генерации возбуждаются продольные колебания приблизительно $2.3 \cdot 10^5$ типов.

Для математического описания мод вынужденное излучение, выходящее наружу полезное излучение, можно считать возмущением для электромагнитного поля внутри резонатора.

Теория резонатора Фабри-Перо предполагает наличие некоторых идеальных условий. Наиболее важные из них: активное вещество лазера должно обладать осевой симметрией, быть оптически однородным и изотропным. На самом деле, если даже активные вещества однородны в невозбужденном состоянии, то их возбуждение системой накачки, как правило, делает неоднородным. Также необходимо учитывать предположение о независимости различных типов ортогональных мод.

В действительности же отклонение от идеальных условий и учет поляризуемости активного вещества приводят к взаимодействию между модами, то есть к передаче энергии от одной моды к другой. При этом в хорошо сфазированном и не имеющем потерь резонаторе для каждой поперечной моды TEM_{mno} поле волны при прохождении от одного зеркала к другому и возвращении обратно должно иметь одну и ту же фазу и амплитуду. Для каждой поперечной моды TEM_{mno} существует последовательность продольных мод, для которых фазовый сдвиг равен $\varphi = 2\pi$. Последнее обстоятельство является важным при расчетах дифракционных потерь на зеркалах интерферометра Фабри-Перо. Чтобы уяснить работу резонатора с активным веществом, рассмотрим продольный тип колебаний.

Ансамбль атомов, возбужденный накачкой в активном веществе лазера, приводит к усилению волны электромагнитного поля. Этот квантовый процесс лавинно развивается, так как возбужденные атомы спонтанно и индуцировано излучают фотоны.

Фотон, излученный любым из атомов, вынуждает соседний атом испустить также фотон и т.д. и т.п. Поток квантов лазерного излучения перемещается между зеркалами резонатора.

Когда энергия излучения становится больше суммарных потерь энергии в резонаторе, часть индуцированного излучения выходит из

резонатора через зеркало, у которого коэффициент отражения меньше единицы ($r_2 < 1$).

Так как лазер работает в резонансном режиме, то происходит резонансное сужение спектральной линии, то есть излучение на центральной (резонансной) частоте индуцированного перехода усиливается, а излучение на ближайших частотах уменьшается. Другая часть фотонов, движущихся не параллельно главной оптической оси резонатора, покидает его, минуя зеркала.

Между зеркалами распространяются две электромагнитные волны: падающая на зеркало и отраженная от него. Интерферируя между собой, они, в зависимости от амплитуды и фазы, усиливают или ослабляют друг друга. Чтобы электромагнитные волны усиливались и резонатор был способен возбуждать колебания собственной частоты, необходимо на длине резонатора в пространстве между зеркалами разместить целое число полувольт $\frac{1}{2}\lambda_0$ таких колебаний:

$$2\frac{L}{\lambda_0} = q,$$

где q – целое число (индекс продольной моды).

В этом случае фаза отраженной волны должна совпадать с фазой падающей волны, а амплитуда колебаний на поверхности зеркал должна быть равна нулю. Иначе волна излучения будет частично проходить за пределы зеркала. Такая система зеркал способна создавать резонанс продольных колебаний поля с собственными частотами: $\nu_q = q\frac{c}{2L}$.

Очевидно, что для продольных колебаний данной поперечной моды условие образования собственных частот записывается так:

$$\nu_q = q\frac{c}{2L \cos \Theta},$$

где Θ – угол распространения продольных колебаний данной поперечной моды (расходимость).

Реальный резонатор с активной средой отличается от идеальной модели наличием оптических неоднородностей, неравномерным распределением энергии накачки, погрешностями юстировки зеркал, потерями запасенной энергии. Коэффициенты отражения лучших прецизионных зеркал с многослойными диэлектрическими покрытиями составляют около 99.8%. Условия резонанса выполняются для небольшой полосы частот $\Delta\nu_p$ вблизи каждой из собственных частот ν_{mq} . На зеркале, у которого коэффициент отражения $r_2 \neq 1$, происходит частичное гашение энергии колебаний и вывод части ее за пределы резонатора. По сути дела, это та полезная доля энергии, для которой и разрабатывается лазер.

Резонансный характер колебаний сохраняется, но собственные частоты несколько «размазываются» в пределах полосы излучения $\Delta\nu_0$.

Возможны два случая: ширина атомной спектральной линии $\Delta\nu_N$ меньше расстояния между двумя соседними собственными частотами ν_q и ν_{q+1} , то есть $\Delta\nu_N \leq \Delta\nu$, где $\Delta\nu = \nu_{q+1} - \nu_q$. В этом случае излучение будет квазимонохроматичным, так как первоначально за счет спонтанного излучения наблюдается генерация излучения во всем контуре спектральной линии.

Однако резонатор вырезает узкую полосу частот $\Delta\nu_p$, колебания в которой испытывают наибольшее усиление, что при многократном прохождении энергии в резонаторе приведет к доминированию моды частоты $\nu_q = \nu_0$ над всеми соседними колебаниями. Спонтанное излучение, нагрев элементов конструкции резонатора, дрожание и неоднородность покрытия зеркал создают отклонение излучения от монохроматического.

Во втором случае в полосе спектральной доплеровской уширенной линии контура усиления $G(\nu)$ находится несколько собственных частот резонатора, то есть $\Delta\nu_D \geq \frac{c}{2L}$. Это характерно для газовых лазеров, когда возможна генерация нескольких собственных частот излучения $\nu_{q\pm 1}$.

По мере увеличения мощности накачки условие генерации выполняется для тех колебаний, частоты которых ближе к резонансной частоте активной среды ν_0 , и генерация квазимонохроматического излучения небольшой мощности возникает на частоте $\nu_0 = \nu_q$.

При увеличении мощности накачки возрастает мощность генерации, так как неизбежно возникает генерация на соседних модах ν_{q+1} ; ν_{q+2} ; ν_{q-2} ; ν_{q-1} и т.д. Излучение лазера становится более мощным, но менее монохроматическим. Образуется многомодовость поперечной структуры излучения электромагнитного поля, причем характер многомодовости зависит от дифракционных потерь.

Вкратце рассмотрим основные виды потерь энергии в резонаторе.

А. При прохождении излучения через активную среду часть излучения рассеивается на неоднородностях активной среды. Это так называемые *диссипативные потери*. При этом ослабление за один проход можно оценить так:

$$\beta_{дис} = e^{-2k_p L},$$

где k_p – коэффициент рассеяния; L – длина резонатора.

Б. Отражение от зеркала сопровождается потерями в зеркалах резонатора, частичным рассеянием, поглощением при прохождении излучения через зеркало. Величина этих потерь оценивается так:

$$\beta_{\text{ЗЕР}} = \frac{(1-r_1)(1-r_2)}{2L},$$

где r_1, r_2 – коэффициенты отражения зеркал.

В. Дифракционные потери неизбежно возникают при отражении плоской волны от зеркал. В результате дифракции происходит распространение волны в пределах некоторого малого угла $\Theta_{\text{ДИФ}}$. Поэтому часть энергии, зависящей от угла $\Theta_{\text{ДИФ}}$ и амплитуды волны на краю зеркала, будет теряться при каждом отражении.

Другие потери обусловлены потерями на торцах активной среды, на излучение через стенки резонатора, из-за непараллельности зеркал и т.д.

Все потери, кроме дифракционных потерь, почти не зависят от поперечной структуры поля. Дифракционные же потери растут с увеличением поперечных индексов мод m, n . Поэтому, если каким-либо образом уменьшить эти потери, можно добиться генерации одной основной моды.

Как показали исследования, величина дифракционных потерь зависит от **числа Френеля**:

$$N_{\Phi} \cong \frac{a^2}{\lambda_0 L},$$

где a – радиус круглого зеркала.

Для **конфокального** резонатора, образованного двумя сферическими зеркалами с радиусами кривизны равными длине резонатора, расположенными на одной оси зеркал $R_1 = R_2 = L$, зависимость потерь от числа Френеля имеет вид, приведенный на рисунке 2.6.

Стационарный режим будет осуществлен, если будут выполнены условия:

1) баланса фазы волны:

$$(\Delta\phi_1 + \Delta\phi_2) = 2\pi q,$$

которое означает, что фазовый сдвиг при отражении волны от двух зеркал для стационарного режима колебаний должен быть кратным $2\pi (q = 0; 1; 2; \dots; n)$;

2) баланса амплитуд:

$$r_1 r_2 e^{2L(G_0 - \beta)} = 1; \quad \text{или} \quad (G_0 - \beta) = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{r_1 r_2}.$$

Генерация излучения лазером возможна, когда коэффициент квантового усиления G_0 компенсирует потери в резонаторе, или когда коэффициент квантового усиления больше внутренних потерь резонатора на величину потерь энергии на зеркалах. Это и является условием самовозбуждения оптического квантового резонатора:

$$G_0 \geq \beta + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{r_1 r_2} = \beta_\Sigma;$$

$$\beta_\Sigma = \beta_{\text{ДИС}} + \beta_{\text{ДИФ}} + \beta_{\text{ЗЕР}}.$$

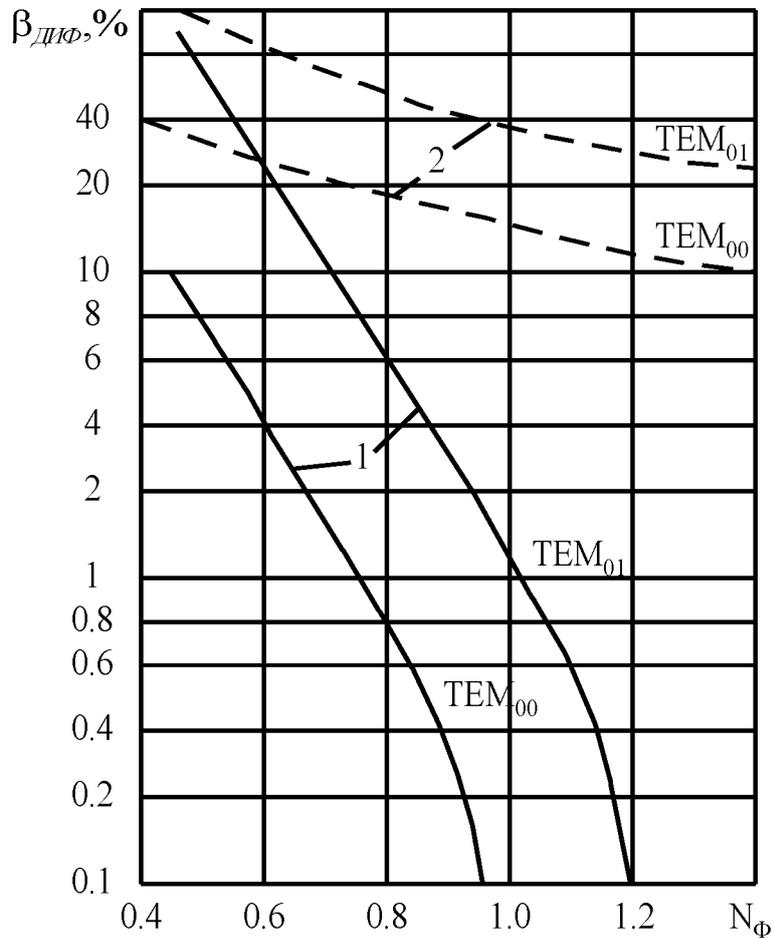


Рисунок 2.6 – Потери мощности за один проход в зависимости от числа Френеля N_ϕ : в конфокальном (1) и плоском (2) резонаторах.

В заключении дадим определение **добротности** – важнейшей характеристике резонатора, которая, строго говоря, различна для различных мод резонатора. Отношение электромагнитной энергии, запасенной в резонаторе $E_{\text{PEЗ}}$, к средней энергии, потерянной им за $\frac{1}{2}\pi$ периода колебания – является классическим определением добротности резонатора:

$$Q = \frac{2\pi\nu_0 E_{\text{PEЗ}}}{P_{\text{CP}}} = \frac{2\pi L}{\beta_\Sigma \lambda_0},$$

где P_{CP} – средняя мощность, потерянная в резонаторе.

На рисунке 2.7 приведены основные типы активных резонаторов, которые наиболее часто применяются при разборе квантовых приборов.

Следует отметить, что конфокальный резонатор имеет некоторые преимущества перед остальными, дифракционные потери у него меньше и его легче настроить, чем резонатор с плоскими зеркалами или призмный.

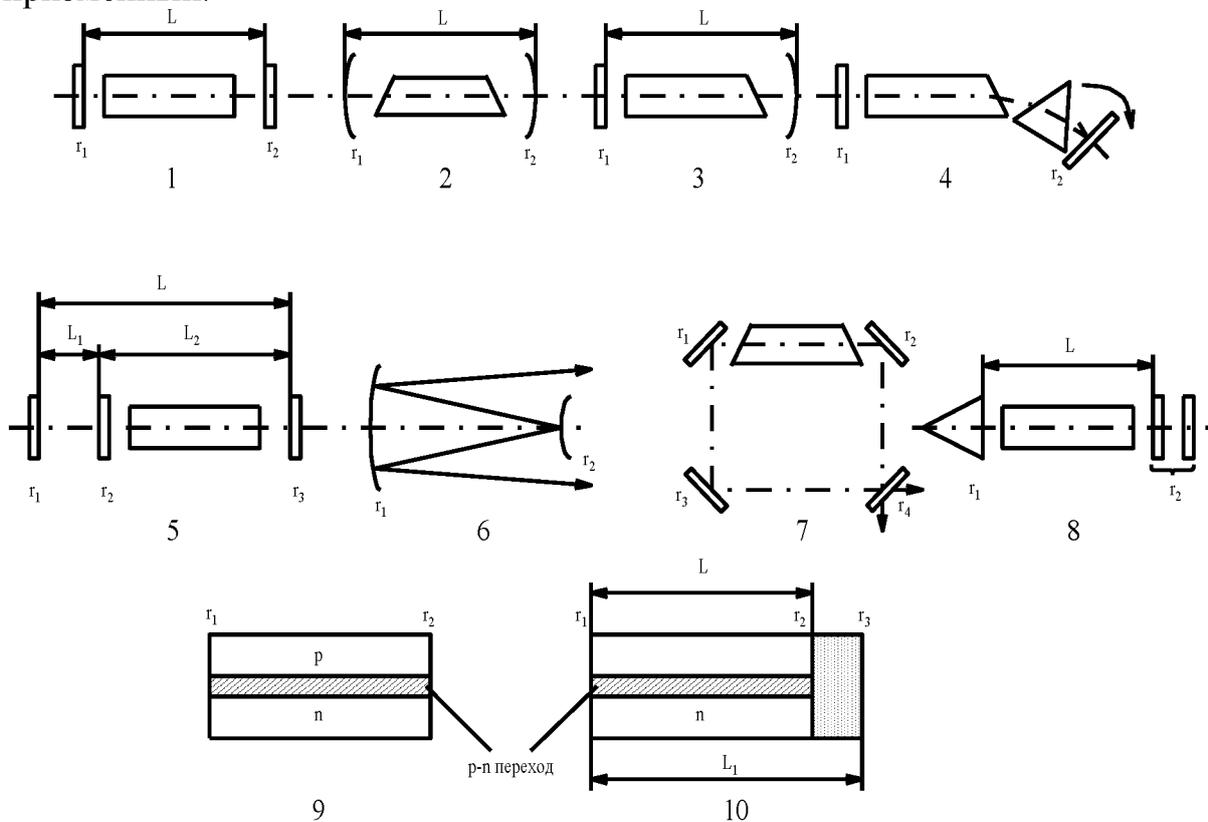


Рисунок 2.7 – Основные типы открытых резонаторов с активной средой: 1 – с плоскими зеркалами; 2 – конфокальный; 3 – полуконфокальный; 4 – дисперсионный; 5 – связанный; 6 – телескопический; 7 – кольцевой; 8 – призмный; 9, 10 – резонаторы полупроводникового лазера.

2.3 Элементы оптических систем лазеров

К конструктивным элементам лазеров относятся осветители, зеркала, резонансные отражатели, призмы-крышки.

Осветители. Для повышения эффективности накачки лампу и активное вещество помещают внутрь осветителя (рисунок 2.8). Эффективность светопередачи осветителя далека от идеальной. Потери в осветителе составляют от 30 до 70%, что в основном и обуславливает низкий коэффициент полезного действия (0.1...1.5%) подобных лазеров. Наибольший коэффициент полезного действия (около 1.5%) можно получить, применяя осветитель, показанный на рисунке 2.8, а, и нитевидную лампу накачки.

В группе осветителей с лампой накачки, расположенной на оси активного вещества, максимальная эффективность достигает 56% (рисунок 2.8, б), а у остальных осветителей этой группы она не превышает 50%.

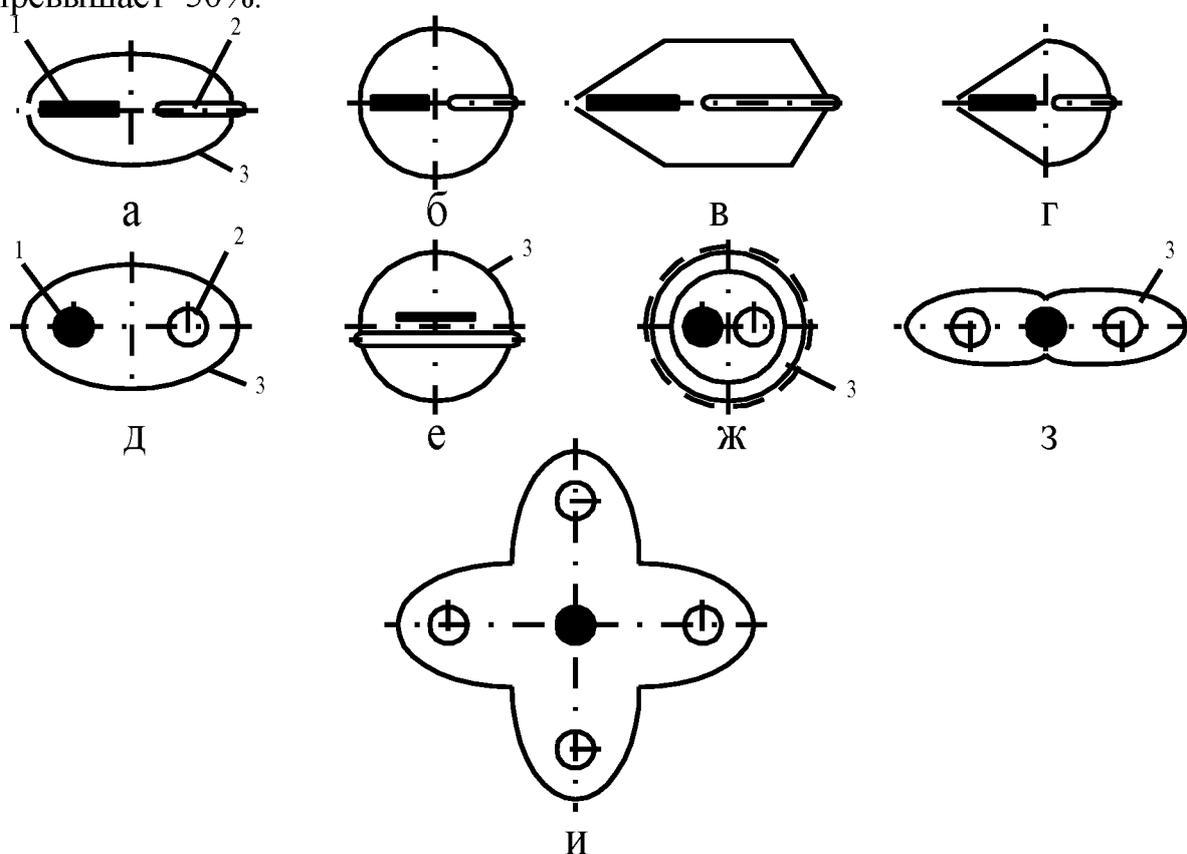


Рисунок 2.8 – Схемы конструкций осветителей:

а – г – лампа накачки находится на оси активного вещества; д – и – лампа накачки параллельна оси активного вещества; здесь 1 – активное вещество; 2 – лампа накачки; 3 – осветитель.

Осветители, показанные на рисунке 2.8, в, г, имеют ограниченное применение, так как получение высокого коэффициента отражения в них связано со значительными технологическими трудностями. Допустимый уровень энергии накачки не превышает 25 Дж.

На рисунке 2.8, д, е, ж представлены схемы двух эффективных осветителей, получивших наиболее широкое применение (осветители с «плотной упаковкой»). Для осветителя с сечением в виде эллипса (рисунок 2.8, д) эффективность светопередачи:

$$\eta_{осв} = \frac{R_1}{R_2} \text{ при } \frac{R_2}{R_1} \leq \frac{1-e}{1-e};$$

$$\eta_{осв} = 1 \text{ при } \frac{R_2}{R_1} \geq \frac{1-e}{1-e},$$

где R_1, R_2 – радиусы лампы накачки и активного вещества;
 e – эксцентриситет эллипса.

Максимальные значения η_{OCB} достигают 75%.

Для осветителя, показанного на рисунке 2.8, ж, эффективность светопередачи равна

$$\eta_{OCB} = \frac{r_{CT} S_{a.6}}{S_{OCB}},$$

где r_{CT} – коэффициенты отражения стенок; S_{OCB} – площадь поверхности осветителя; $S_{a.6}$ – площадь боковой поверхности активного вещества.

На рисунке 2.8, з, и представлены схемы осветителей, образованных несколькими эллиптическими цилиндрами. Такие осветители применяются в лазерах с большой выходной энергией. С увеличением числа ламп накачки относительная величина энергии возрастает, однако общая эффективность осветителя снижается. Оптимальное число ламп накачки

$$N_{OPT} = \frac{R_2 n}{R_1}.$$

Зеркала. В лазерной технике нашли применение зеркала с металлическими и диэлектрическими отражающими покрытиями. Зеркала с металлическими отражающими покрытиями имеют существенные недостатки: отражательная способность металлов мала и составляет 80...90%; покрытия имеют малую стойкость к световому излучению и имеют малую механическую прочность. Так, например, при плотностях энергии 50...80 Дж/см² серебряные покрытия начинают отслаиваться от стеклянной подложки после 50...2000 вспышек при работе в импульсном режиме генерации.

Коэффициент отражения у диэлектриков значительно меньше, чем у металлов (для стекла с показателем преломления $n=1.5$ коэффициент отражения составляет всего 4%), однако использование многослойных отражающих диэлектрических покрытий дает возможность получать коэффициенты отражения более 99%.

Диэлектрические зеркала состоят из большого числа (13...17) слоев двух диэлектриков (с высоким и низким показателями преломления), расположенных попеременно. Необходимо, чтобы толщина диэлектрического покрытия была равна

$$\Delta = \frac{\lambda_0 n_K}{4},$$

где n_K – число слоев покрытия.

Нечетные слои делают из диэлектриков с высоким показателем преломления: сульфидов цинка и сурьмы, окислов титана, циркония, гафния, тория, свинца. Четные слои – из материала с низким показателем

преломления: фторидов магния, двуокиси кремния. Преимущества диэлектрических покрытий можно реализовать лишь при высококачественном изготовлении подложки. Для получения коэффициента отражения более 99% для $\lambda_0 = 0.7$ мкм высота микронеровностей не должна превышать 0.005 мкм. Стойкость диэлектрических покрытий к световому излучению зависит от числа слоев, температуры подложки при нанесении диэлектриков, чистоты исходных материалов и от ориентации монокристаллов.

Резонансные отражатели. В ряде случаев в качестве выходного зеркала резонатора используют резонансные отражатели, которые представляют собой набор («стопу») плоскопараллельных пластин с показателем преломления n , разделенных воздушными промежутками. Максимальный коэффициент отражения системы, состоящей из m пластин, равен:

$$r_{\max} = \left(\frac{1 - n^{2m}}{1 + n^{2m}} \right)^2.$$

Следует отметить, что толщины пластины, как и толщины воздушных промежутков, равны целому значению $\lambda/4$. Для получения расчетного значения коэффициента отражения при изготовлении резонансного отражателя необходимо, чтобы пластины отличались по толщине не более, чем на $\lambda/8$. Изменение толщины пластин, вызванное изменением температуры, приводит к смещению частоты. Резонансные отражатели имеют высокую стойкость к световому излучению, определяемую порогом разрушения металла пластин.

Призмы-крыши в резонаторах позволяют отказаться от покрытий и использовать явление полного внутреннего отражения. Это дает ряд существенных преимуществ: увеличивает допустимую плотность энергии в резонаторе ОКГ, определяемую порогом разрушения материала призм, способствует выравниванию плотности лазерного излучения по сечению активного вещества. Величина потерь при отражении зависит от материала призмы и составляет 4...9%. Резонатор с входящими в него оптическими элементами вследствие многократного прохождения в нем электромагнитного поля как оптическая система эквивалентен последовательности тонких линз с одинаковыми фокусными расстояниями.

2.4 Системы оптической накачки

Процесс изменения распределения квантовых частиц из равновесного в неравновесное состояние в активном веществе по уровням энергии под действием внешнего электромагнитного излучения, постоянного тока или

химических реакций, называется *накачкой*. В настоящее время в лазерной технике применяются различные методы накачки.

Наибольшее распространение как в импульсном режиме работы, так и в непрерывном режиме работы лазеров получил метод *оптической накачки* газоразрядными лампами, наполненными инертными газами.

Некоторые активные вещества могут генерировать излучение при накачке ртутными лампами сверхвысокого давления и йодными лампами накаливания. К новым методам оптической накачки относят использование энергии взрывающейся проволоочки, применение излучения сжимающегося плазменного шнура. Исследуется также возможность использования энергии излучения солнца и применения рентгеновских лучей для возбуждения флуоресценции в твердых телах.

При рассмотрении конструктивных и физических параметров ламп накачки следует выбирать такие, которые определяют газоразрядную лампу как элемент электрической цепи, оказывающий влияние на разработку электрической схемы питания лазера. При реализации метода оптической накачки конструктивно добиваются максимального поглощения излучения накачки.

Лампы. При выборе лампы исходным параметром является объем разрядного промежутка, который должен быть примерно равен объему активного вещества. Для ламп обычно применяют кварцевые трубки с нормированной толщиной стенки. Наиболее часто применяемая в твердотельных лазерах прямая импульсная лампа имеет электроды на каждом конце заполненной инертным газом цилиндрической кварцевой трубки. Оба конца кварцевой трубки вакуумноплотно свариваются с молибденовыми стержнями – электродами.

Потери энергии на нагрев лампы и электродов, а также на поглощение кварцевой трубкой, в области длин волн 180...3500 нм не превышают 25...30%.

Лампы накачки, предназначенные для работы в импульсных лазерах, наполняют ксеноном, так как этот газ обеспечивает более высокую по сравнению с другими инертными газами светоотдачу, что связано с низким потенциалом ионизации и сравнительно высокой его атомной массой (131,3).

Оптимальное давление газа при наполнении составляет $(4...13) \cdot 10^4$ Па. Ксеноновые лампы бывают различной конфигурации: прямые, трубчатые, трапецеидальные П- и U-образные, коаксиальные, спиральные. Рекомендуемые значения длины междуэлектродного промежутка и внутреннего диаметра кварцевой трубки составляют 4...30 и 0.3...3 см соответственно.

К недостаткам импульсных ламп следует отнести сравнительно небольшой срок службы даже при эксплуатации в номинальном режиме.

Этот срок может быть значительно увеличен при снижении предельно допустимых нагрузок и наоборот.

Для эксплуатации лазеров необходимо знать долговечность и надежность ламп, определяемую **коэффициентом нагрузки** k_L . Коэффициент нагрузки представляет собой отношение рабочей энергии лампы E_L к предельной энергии $E_{L\max}$, подводимой от источника питания, которую лампа может выдержать при накачке.

Одной из причин разрушения ламп, наряду с эрозией электродов, появлением налета и микротрещин, является термоудар, возникающий при генерации импульса излучения. Максимальная энергия $E_{L\max}$ лампы накачки зависит от приложенного импульса накачки и конструктивных параметров лампы

$$E_{L\max} \cong 1.2 \cdot 10^4 d_L L_L \tau_L^{0.5}.$$

В зависимости от режима питания лампы изменяется спектральное распределение энергии излучения. С увеличением тока, протекающего через лампу, спектр излучения смещается в область коротких длин волн, отдельные линии становятся менее выраженными и излучение лампы существенно приближается к излучению абсолютно черного тела (АЧТ). Сравнение излучения импульсных ламп ($d_L = 0.9$ см, $L_L = 58$ см) с излучением абсолютно черного тела показало, что в интервале $(0.4 \dots 20.3) \cdot 10^3$ см⁻¹ наблюдается хорошее совпадение спектральных характеристик.

Длительность вспышки и энергия, подводимая к лампе, увеличивается с увеличением емкости конденсаторов блока питания.

Например, при изменении емкости в пределах 100...800 мкФ длительность вспышки увеличивается от $1 \cdot 10^{-4}$ примерно до $7 \cdot 10^{-4}$ с.

Также благоприятно сказывается на возрастании величины предельной энергии лампы уменьшение крутизны нарастания импульса разрядного тока. Это достигается введением индуктивности в разрядный контур лампы.

Спектральный коэффициент поглощения разрядом собственного излучения $\frac{\alpha_c}{\lambda}$ пропорционален напряжению питания лампы и при оптимальном значении напряжения на электродах достигает 1.1 – 2 см⁻¹. Например, для лампы типа ИФП-800 при $u_0 = 500$ В $\alpha_c(\lambda) = 1.5$ см⁻¹, а при $u_0 = 1000$ В $\alpha_c(\lambda) = 2.6$ см⁻¹.

Перечисленные особенности и характеристики импульсных ламп обуславливают определенные требования к системам питания. Эти требования влияют на выбор принципиальных электрических схем источников и на расчет отдельных элементов их конструкции.

Одной из характерных особенностей лампы является возможность использования ее в качестве коммутирующего устройства для импульсных лазеров. В этом случае лампа обеспечивает непроводящее состояние разрядного контура при наличии на ней напряжения питания. Для каждой лампы существует своя предельная частота вспышек, при превышении которой импульсная лампа переходит в стационарный режим горения. Максимальное напряжение источника питания не должно превышать напряжения самопробоя (самопроизвольный разряд). Управление лампой осуществляется инициированием разряда высоковольтным кратковременным импульсом поджига. Напряжение самопробоя и зажигания определяют границы изменения напряжения на выходе источника питания.

Конденсаторы. Импульсные лампы оптической накачки подключаются к накопителям энергии – конденсаторам, которые обеспечивают высокую импульсную мощность при сравнительно малой удельной энергии и неравномерной нагрузке питающей сети. Основными характеристиками накопителей энергии являются удельная энергия, Дж/м³, максимальная импульсная мощность, Вт, удельный объем, м³/Дж, удельная масса, кг/Дж.

Для объективной оценки параметров накопительных конденсаторов необходимо рассматривать их удельные характеристики с учетом долговечности, поскольку от этого параметра существенно зависят характеристики накопителей. За счет уменьшения долговечности можно снизить объем и массу конденсаторов. При апериодическом характере разряда для режима одиночных импульсов гарантируется срок службы бумажно-масляного конденсатора не менее 10⁴ циклов заряд – разряд.

Для уменьшения габаритов конденсаторов величину напряженности поля повышают до 70...100 кВ/мм, но при этом на порядок уменьшается срок их службы. В справочниках приведены основные характеристики накопительных конденсаторов, разработанных и освоенных промышленностью специально для устройств лазерной техники.

Схемы источников питания импульсных ламп. Проектирование малогабаритных систем накачки для получения устойчивой импульсной генерации индуцированного излучения лазеров является сложной задачей, поскольку при достаточно малых габаритах и массе необходимо разработать надежную конструкцию блока питания, обеспечивающую высокие значения энергии накачки и частоты заряда накопителя.

К основным функциональным элементам электрических схем источников питания импульсных ламп относятся следующие: зарядное устройство (ЗУ), назначением которого является передача энергии от питающей сети в емкостной накопитель; разрядный контур (РК), предназначенный для преобразования запасенной в накопителе электрической энергии в световую энергию импульсных ламп; блок

поджига (БП), необходимый для инициирования разряда в лампах, и, наконец, система управления (СУ), координирующая работу всех входящих в источник питания приборов (рисунок 2.9).

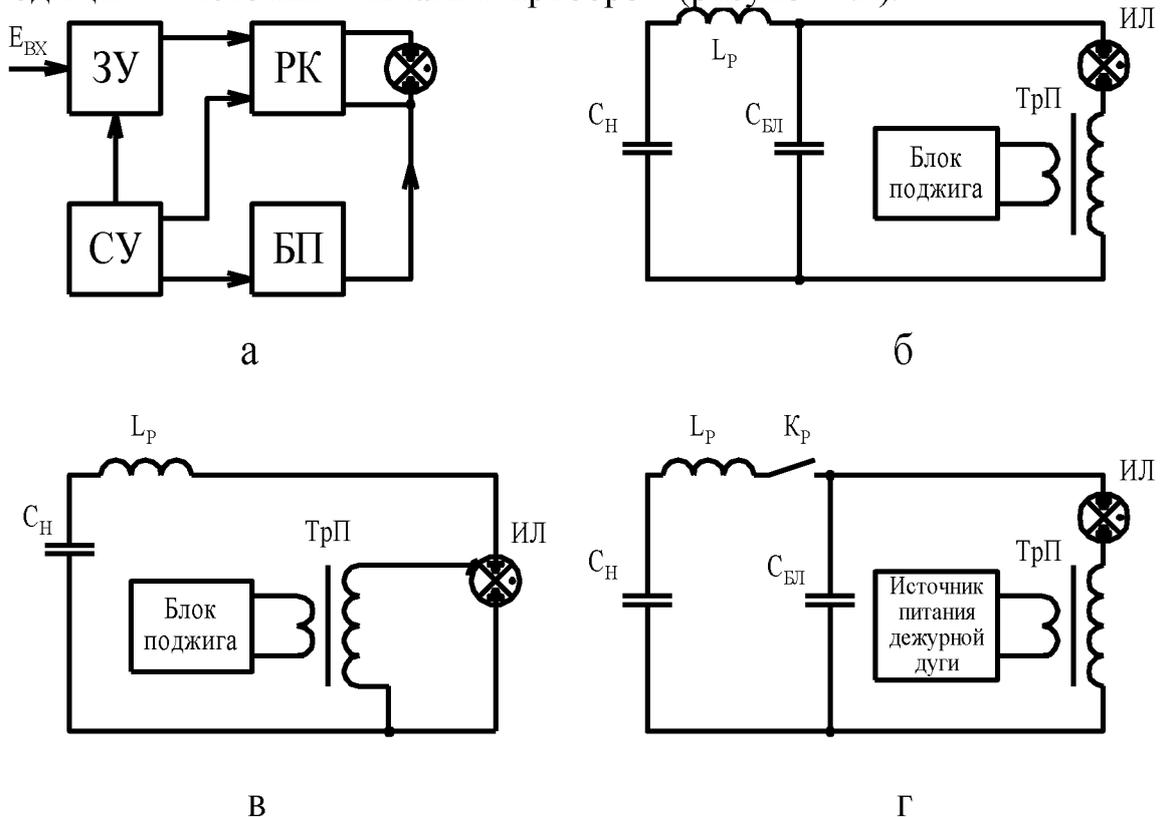


Рисунок 2.9 – Структурная схема системы управления источниками питания импульсных ламп (а) и схемы включения блока поджига в разрядный контур импульсной лампы: б – внешний поджиг; в – последовательный поджиг; г – поджиг дежурной дугой.

Среди зарядных устройств емкостных накопителей блоков питания наибольшее распространение получили схемы с активными или индуктивными элементами. Эти схемы находят также применение в импульсных модуляторах СВЧ-генераторов. Теория таких модуляторов достаточно полно разработана, что и предопределило их широкое распространение в самых первых экспериментальных и опытных образцах источников питания твердотельных лазеров.

Поджиг лампы осуществляется высоковольтным импульсом, вырабатываемым в генераторе импульсов поджига. При внешнем поджиге высоковольтный импульс подается на специальный электрод поджига (рисунок 2.9, а – г), которым обычно служит провод, подводимый к колбе лампы.

Вопросы и задания для самопроверки

1. Перечислите основные характеристики и параметры квантовых усилителей.
2. Назовите основные свойства парамагнитных кристаллов и перечислите парамагнитные материалы.
3. Назовите особенности рубина – активного вещества твердотельных лазеров.
4. Поясните принцип действия модели квантового усилителя СВЧ диапазона волн.
5. Поясните особенности квантовых усилителей оптического диапазона.
6. Нарисуйте основные оптические схемы оптических квантовых усилителей.
7. В чем особенности квантовых усилителей бегущей волны?
8. Назовите виды оптических резонаторов.
9. Что такое открытый оптический резонатор?
10. Назовите основные типы открытых оптических резонаторов, используемых в лазерной технике.
11. Перечислите основные элементы оптических систем лазеров.
12. Поясните конструктивные особенности осветителей оптических систем лазеров.
13. Объясните назначение, конструктивные особенности зеркал оптических систем лазеров и используемые материалы для их изготовления.
14. Что такое резонансные отражатели оптических систем лазеров?
15. В чем преимущества призм-крыш по сравнению с другими отражателями в оптических системах лазеров?
16. Для чего предназначены устройства оптической накачки в лазерных системах?
17. Какие основные элементы входят в устройства оптической накачки лазерных систем?
18. Охарактеризуйте требования к лампам и особенности оптической накачки лазерных систем.
19. Назовите основные характеристики и параметры накопительных конденсаторов устройств оптической накачки.
20. Сравните типовые схемы источников питания импульсных ламп устройств оптической накачки.
21. С какой целью в схемы источников питания импульсных ламп вводятся дроссели?

3 КВАНТОВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ - ЛАЗЕРЫ

3.1 Твердотельные импульсные лазеры

3.1.1 Модель твердотельного импульсного лазера

Впервые индуцированное излучение в оптическом диапазоне длин волн было получено Т. Майманом в 1960 г. в твердотельном рубиновом импульсном генераторе. Следует напомнить, что созданию первого лазера предшествовали фундаментальные исследования советских (А.М. Прохоров, Г.Н. Басов) и зарубежных (А. Шавлов, У. Таунс, Д. Вебер) ученых. Другим типом твердотельных импульсных лазеров были четырехуровневые генераторы на стекле, активированном неодимом, с длиной волны излучения $\lambda_0 = 1.064$ мкм. Этот генератор был создан Е.Снитцером в 1961 г. Сейчас это один из самых распространенных типов лазеров, существенный вклад в совершенствование которых внесли ученые СССР М.П. Ванюков, А.А. Мак, Б.В. Скворцов, П.П. Феофилов и др.

Дальнейшим развитием лазеров на основе конденсированных сред было создание в 1962 г. полупроводниковых инжекционных лазеров на p-n переходах. За короткий период было предложено более ста твердых активных сред на основе неорганических материалов. Такое быстрое развитие твердотельных лазеров обусловлено принципиальными особенностями этих приборов. Концентрация активных частиц в твердом материале намного превышает концентрацию частиц в газовых средах. Поэтому твердые активные среды характеризуются более высоким коэффициентом усиления, а это позволяет получать большие мощности генерации.

В настоящее время созданы лазеры с выходной энергией в импульсе более 5000 Дж и мощностью до 20 ГВт, что не является пределом. Последующее усиление излучения с помощью оптических квантовых усилителей позволило получить сверхкороткий импульс мощностью 10^{13} Вт. Такие большие мощности, необходимые для различных практических и научных целей, могут быть достигнуты только при импульсной работе лазера, при определенной форме и длительности излучаемого импульса.

Спонтанные (самопроизвольные, без какой-либо связи с внешним излучением) процессы излучения происходят повсюду и повсеместно. Это излучение от нагретых тел, светящихся газов, электрического разряда и т.д. Чтобы практически получить индуцированное (вынужденное) излучение, следует выполнить три основные условия, которые фактически и описывают модель твердотельного лазера (рисунок 3 1).

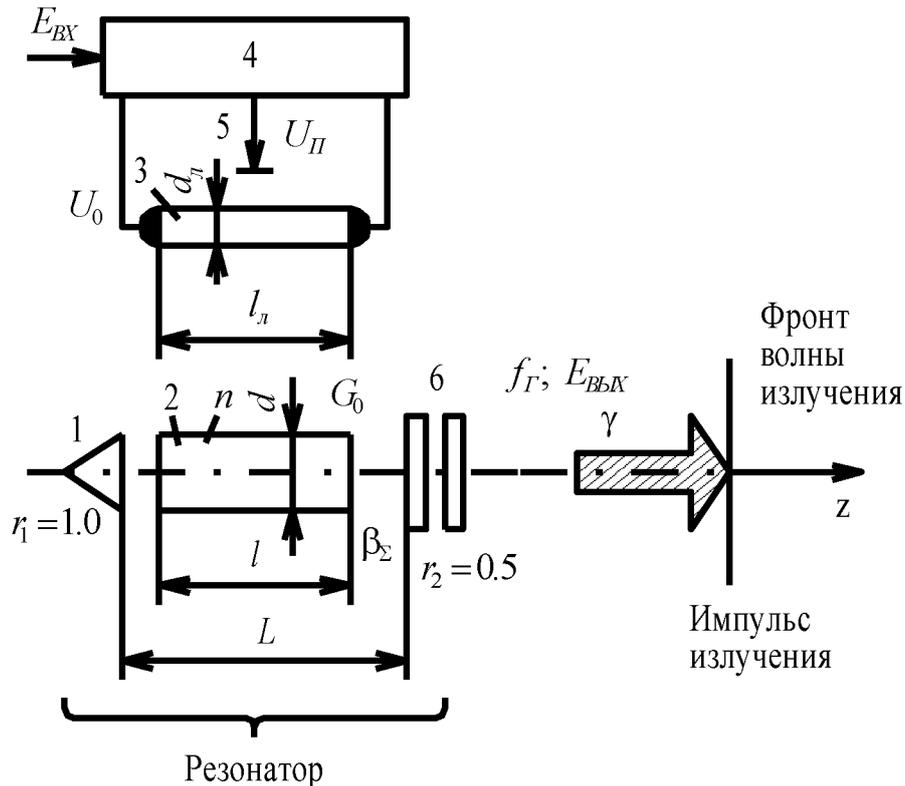


Рисунок 3.1 – Модель твердотельного импульсного лазера:

1 – призма полного внутреннего отражения; 2 – активное вещество;
 3 – импульсная лампа накачки; 4 – устройство накачки; 5 – электрод поджига; 6 – резонансный отражатель (стопа пластин); E_0 , $E_{ВХ}$, d_n , l_n , r_1 , r_2 , L , d , n , l , G_0 , β_{Σ} , γ , $E_{ВЫК}$ – параметры и характеристики лазера.

1. Необходимо иметь вещество с инверсией населенностей $\Delta N = N_n - N_m$, то есть чтобы из двух выбранных уровней верхний уровень был заселен больше, чем нижний, где N_n ; N_m – населенности уровней энергии E_n , E_m . Инверсия населенности достигается накачкой, одним из универсальных методов которой является оптическое возбуждение частиц (метод оптической накачки).

2. Активное вещество необходимо поместить в оптический резонатор – систему двух параллельных зеркал, чтобы осуществить положительную обратную связь. В результате этого часть излучаемой энергии, распространяясь внутри активного вещества, усиливается за счет вынужденного испускания фотонов все новыми и новыми атомами, вовлекаемыми в процесс излучения.

3. Усиление $G(\nu)$, даваемое активным веществом, должно быть больше некоторого суммарного порогового значения потерь β_{Σ} в резонаторе, определенного для каждого активного твердого вещества. Генерация будет возможна при выполнении условия самовозбуждения:

$$G(\nu)L \geq \beta_{\Sigma}.$$

В соответствии с этими тремя условиями, лазер состоит из трех основных элементов: *активного вещества* – источника индуцированного излучения; *системы накачки*, которая возбуждает активное вещество, и *резонатора* – системы, поддерживающей колебания и формирующей частотные, энергетические и пространственные характеристики выходного излучения.

Большинство твердотельных лазеров работает в импульсном режиме. Источником возбуждения ионов кристалла обычно служат импульсные газоразрядные лампы накачки. Энергия, необходимая для работы ламп, накапливается в конденсаторах общей емкостью 200... 500 мкФ. Зажигание газового разряда в лампе производится высоковольтным импульсом поджига. Ионизация ксенона в лампе сопровождается интенсивным свечением плазмы газового разряда. Излучаемая лампой в малом промежутке времени ($\tau_H \sim 1$ мс) лучистая энергия фокусируется специальным отражателем на кристалле активного вещества и частично им поглощается. Активные ионы кристалла переходят в возбужденные состояния. Через малое время на метастабильном уровне создается инверсия населенностей частиц. Происходит индуцированное излучение фотонов. В резонаторе возникают колебания электромагнитной энергии, которые (лавинным процессом) возбуждают и другие активные центры кристалла. Этот лавинный процесс протекает в весьма короткое время порядка 150 мкс.

Поток фотонов, претерпевая многократные отражения от зеркал, выходит наружу через полупрозрачное зеркало резонансной системы. Фотоны, которые движутся не параллельно оси резонатора, покидают активное вещество и резонатор. Поэтому излучение имеет высокую пространственную направленность.

Таким образом, на выходе лазера создается мощный монохроматический пучок малой расходимости.

В твердотельных лазерах накачка осуществляется путем поглощения излучения в широкой полосе энергетического спектра. Затем следуют очень быстрые переходы на уровни с малой шириной, обычно называемые *метастабильными уровнями*, где время жизни квантовых частиц велико по сравнению с обычными временами жизни частиц на других возбужденных уровнях.

Время жизни частиц в возбужденном состоянии – величина, обратно пропорциональная вероятности кантовых переходов с этого уровня энергии на другие уровни:

$$\tau = \frac{1}{P_{nm}},$$

где $P_{nm} = A_{nm} + \rho_\nu B_{nm}$ – полная вероятность перехода частицы в единицу времени на более низкий уровень E_m ; $A_{nm} = \frac{8\pi h\nu^3 B_{nm}}{c^3}$, $W_{nm} = B_{nm}\rho_\nu$ – вероятности спонтанного и индуцированного переходов; ρ_ν – плотность индуцированного излучения на частоте перехода ν_{nm} ; $B_{nm} = \frac{g_n}{g_m} B_{mn}$ – коэффициент Эйнштейна; g_n, g_m – кратности вырождений энергетических уровней.

В твердотельных лазерах используются трех- и четырехуровневые системы энергетических уровней (рисунок 3.2).

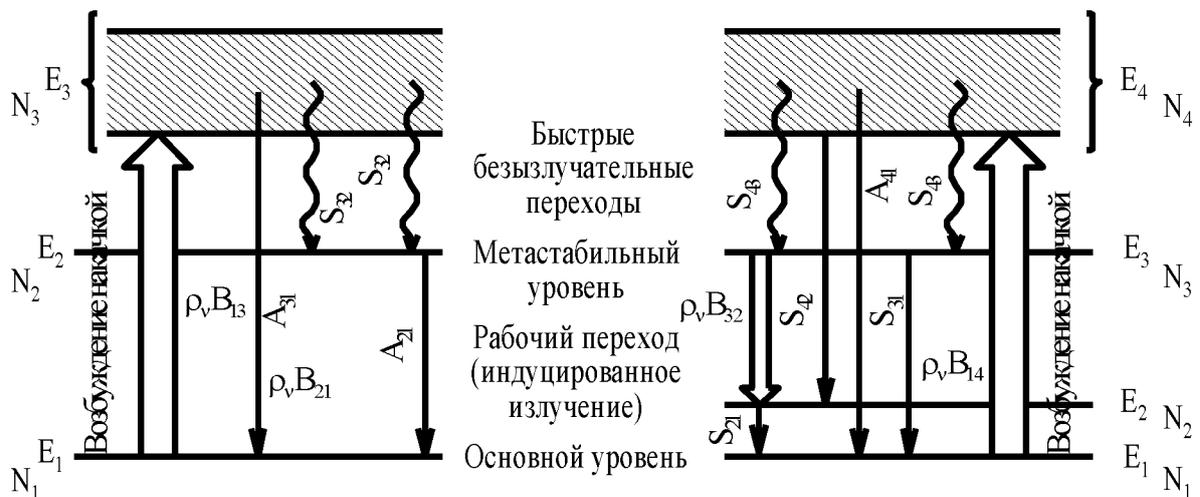


Рисунок 3.2 – Схемы квантовых переходов в трех- и четырехуровневом лазере.

В первой системе излучение оптической накачки переводит квантовые частицы в широкую полосу поглощения E_3 , затем атомы быстро переходят на метастабильный уровень E_2 .

Если мощность накачки достаточна, между основным уровнем E_1 и уровнем E_2 возникает инверсия населенностей. Генерация вынужденного излучения происходит с метастабильного уровня E_2 на основной (либо с уровня E_3 на вспомогательный уровень E_2 в четырехуровневой системе).

В общем случае изменение населенностей уровней обусловлено тремя квантовыми механизмами: спонтанными переходами на нижние уровни; индуцированным излучением и поглощением; безызлучательными переходами, возбуждаемыми тепловыми процессами и взаимодействиями с колебаниями кристаллической решетки.

По трехуровневой системе работает лазер на рубине. Недостаток его состоит в том, что для создания инверсии населенностей должно быть

переведено из основного на метастабильный уровень более 50% квантовых частиц. Поэтому каждый из возбужденных атомов отдает большую часть энергии накачки (80...85%) на нагрев кристаллической решетки при безызлучательных переходах $E_3 \rightarrow E_2$.

Четырехуровневая система, по которой работают многие твердотельные лазеры (на стекле, активированном редкоземельными элементами, антинидами, YAG и др.), более эффективна. Если уровень E_4 расположен достаточно далеко от основного E_1 , то его населенность будет меньше населенности основного уровня, и инверсия населенностей между уровнями E_2 и E_4 может быть достигнута при относительно низких мощностях накачки.

После создания рубинового лазера было предложено много лазеров на других материалах, однако рубиновый лазер широко используется в настоящее время и будет использоваться в будущем. Это объясняется следующими обстоятельствами: излучение его происходит в видимой части спектра, кристаллу при генерации импульсов с частотой $f_r \sim 0.03$ Гц не требуется охлаждение, обеспечивается высокая выходная мощность в режиме генерации импульсов с модулированием добротности ($P_{\text{вых}} = 7500$ МВт при длительности импульса 2 нс).

3.1.2 Активное вещество твердотельного лазера

Рубин – драгоценный материал, в чистом виде редко встречающийся в природе. Это диамагнитный кристалл окиси алюминия Al_2O_3 (α -корунд) с парамагнитными примесными ионами хрома Cr^{3+} . Как активное вещество синтетический рубин розового цвета с содержанием хрома около 0.05 массовых % применяется в квантовых приборах с 1958 г., когда А.М. Прохоров исследовал электронный парамагнитный резонанс ионов Cr^{3+} в кристаллах, заимствованных в часовой промышленности. В зависимости от концентрации хрома кристалл α -корунда принимает различные цвета: 0.5% Cr – окраска ярко-красная, более 8% Cr – цвет кристалла зеленый.

Ионы Cr^{3+} изоморфно замещают в кристаллической решетке α -корунда ионы алюминия Al^{3+} , каждый из которых находится в окружении шести ионов кислорода O^{2-} , образующих правильный октаэдр. Ионный радиус Al^{3+} составляет 0.51 \AA ; он меньше ионного радиуса Cr^{3+} (0.63 \AA) и поэтому ион Cr^{3+} оказывается несколько смещенным от центра октаэдра вдоль тригональной оси кристалла. Искажение симметрии кристалла приводит к внутренним напряжениям и дефектам структуры кристалла. Показатель преломления рубина для разных поляризаций и для обыкновенного луча составляет ~ 1.76 . Разность показателей преломления

для обыкновенного и необыкновенного лучей равно 0.008 (явление двойного лучепреломления). Прочность кристалла 3800 кг/см², теплоемкость 0.18 кал/г·град, теплопроводность 20 кал/с·град·см (при 30°C). Учитывая высокие оптические, механические и квантовые свойства, рубин занимает особое место среди активных веществ лазерной техники.

Если применить волновые функции, описывающие состояние иона с одинаковым значением суммарного орбитального момента, но различными проекциями его на кристаллографическую ось z , то при некоторых операциях симметрии волновые функции имеют двух- или трехкратное орбитальное вырождение.

Диаграмма уровней энергии ионов Cr^{3+} в рубине состоит из двух наборов уровней (рисунок 3.3, а): первый слева – характерен для состояния иона Cr^{3+} со спином $S = 3/2$, нижний уровень набора 4A_2 – основное состояние Cr^{3+} – имеет два подуровня с расстоянием между ними 0.38 см⁻¹.

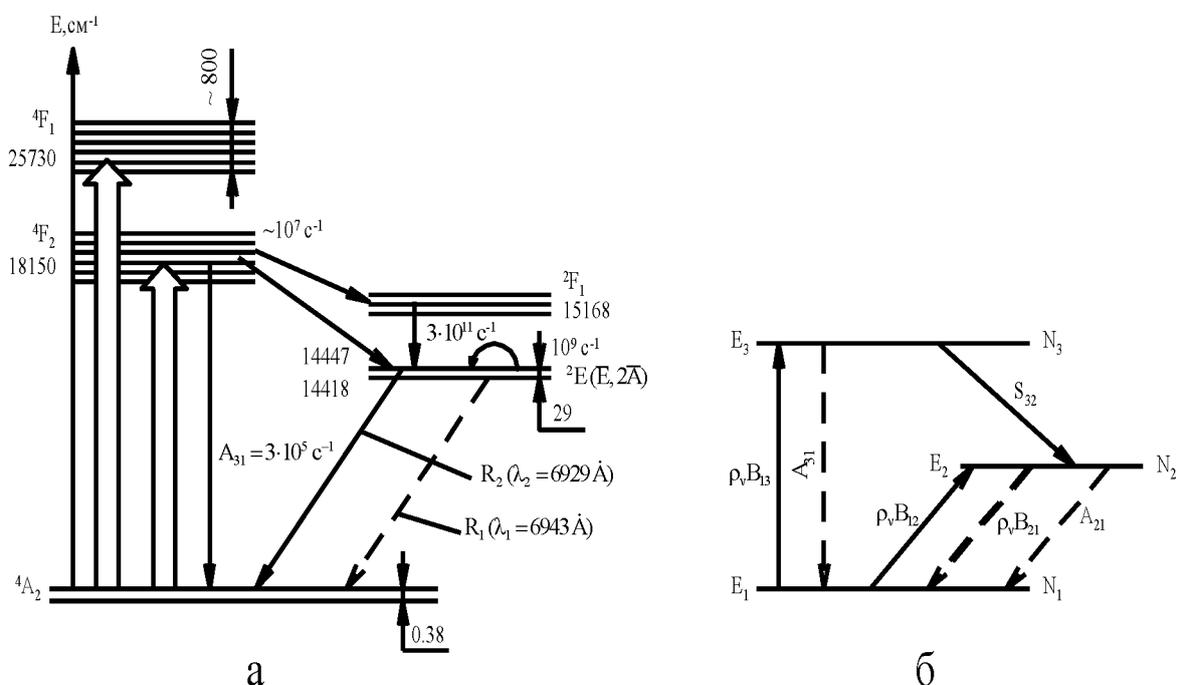


Рисунок 3.3 – Схема энергетических уровней и вероятностей переходов для ионов Cr^{3+} в рубине при температуре $T = 4.2 \text{ K}$ (а) и расчетная схема энергетических уровней активного вещества трехуровневого лазера (б).

Два верхних уровня представляют уровни резонансного поглощения. Они состоят из шести дублетов и вследствие неоднородности поля сильно размыты. Второй набор уровней справа соответствует состояниям ионов Cr^{3+} со спином $S = 1/2$. Уровень 2E – метастабильный, дважды вырожденный, расщеплен на два подуровня с промежутком 29 см⁻¹, уровни A являются орбитальными синглетами. Уровни 2E и 2F_1 соответственно

дважды и трижды вырождены. Положение уровней 2F_1 , 2E мало зависит от неоднородностей кристалла, и они практически не имеют уширения. В результате спин-орбитального взаимодействия ионов Cr^{3+} с полем кристалла электронные состояния, соответствующие энергетическим уровням кристалла, оказываются смешанными состояниями. Это приводит к тому, что излучательные переходы с уровней 4F_1 ; 4F_2 на уровни 2F_1 и 2E запрещены правилами отбора для спина. Однако между этими уровнями осуществляются интенсивные безызлучательные переходы

$$S_{32} \sim (2...5) \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$$

с огромным выделением тепла. При возбуждении оптической накачкой в полосах 4F_1 ; 4F_2 изменение населенностей уровней связано со спонтанными переходами на нижние уровни, индуцированным поглощением и излучением, безызлучательными переходами. Возбужденные квантовые частицы (ионы хрома) с основного уровня 4A_2 переходят на резонансно поглощающиеся уровни 4F_1 ; 4F_2 . Время жизни частиц в возбужденном состоянии мало. Уровни 4F_1 ; 4F_2 вследствие спонтанного перехода частиц на основной 4A_2 уровень с вероятностью $A_{31} = 3 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ и безызлучательного перехода с вероятностью $S_{32} \sim (2...5) \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ на метастабильное состояние 2E быстро обедняются. Так как вероятность спонтанного перехода с уровня E мала $A_{21} = 3 \cdot 10^2 \text{ с}^{-1}$, то на уровнях \bar{E} и $2\bar{A}$ возможно образование инверсии населенности частиц. При достижении порогового значения инверсии $\Delta N = 0.5N_0$ происходит спонтанное и индуцированное излучение.

Если инверсия населенностей не достигает порогового значения, то наблюдается только спонтанное излучение в виде люминесценции рубина на одной из двух узких линий $R_1(\lambda_1 = 6943 \text{ \AA})$, либо $R_2(\lambda_2 = 6929 \text{ \AA})$ с уровней $2\bar{A}$ и \bar{E} соответственно (рисунок 3.3, а).

Квантовая эффективность в R -линиях составляет ~ 0.52 . Практически рубиновый лазер излучает на R_1 -линии, так как вероятность перехода в ней выше и проще достижимы пороговые условия. Как видно, не все энергетические состояния участвуют в процессе генерации индуцированного излучения. Поэтому с некоторой долей погрешности удобно этапы поглощения и возбуждения, создания инверсии и излучения представить в виде трехуровневой модели (рисунок 3.3, б) с соответствующими квантовыми переходами и населенностями. Однако при этом не учитывается наличие в рубине дуплетных состояний и второстепенных уровней, уширение уровней, так как принято $g_1 = g_2 = g_3 = 1$. В уровень E_3 обычно включают зеленую (4F_2) и синюю (4F_1) полосы поглощения, играющие основную роль в возбуждении уровней \bar{E} и $2\bar{A}$. Эти уровни характеризуются большой скоростью

релаксации колебаний кристаллической решетки. Основное состояние E_1 при температуре $T = 300$ К можно рассматривать как один уровень с вырождением $g_1 = 4$. В кристалле рубина с массовой концентрацией хрома, равной 0.05%, при температуре $T = 300$ К вероятность безызлучательного перехода составляет около $2 \cdot 10^7$ с⁻¹, а время жизни квантовых частиц в метастабильном состоянии равно приблизительно $3 \cdot 10^{-3}$ с. Если проводить накачку световым потоком, параллельным оси z рубина, то показатель поглощения для генерации R_1 -линии составляет 0.4 см⁻¹, а поперечное сечение поглощения равно $2.5 \cdot 10^{-20}$ см². Обычно при практических расчетах рубинового лазера применяется приближенная трехуровневая модель состояний – рабочая схема энергетических уровней рубина E_1, E_2, E_3 с соответствующими обозначениями вероятностей $A_{21}, A_{31}, S_{32}, W_{12} = B_{12}\rho_\nu, W_{13} = B_{13}\rho_\nu, W_{21} = B_{21}\rho_\nu$ населенностей N_1, N_2, N_3 каждого из уровней.

3.1.3 Четырехуровневый твердотельный лазер

Наряду с рубиновыми лазерами широкое распространение получили лазеры на стеклянной основе, обладающие рядом таких достоинств, как практически неограниченные размеры стержней (6...200 см), простота изготовления образцов любой формы, высокая оптическая однородность, простота массового производства. В то же время по сравнению с ионными кристаллами они имеют более низкую теплопроводность и более высокий коэффициент теплового расширения, что затрудняет разработку импульсных лазеров с большой частотой повторения.

В настоящее время созданы лазеры на стекле, активированном ионами неодима, иттербия, эрбия, гольмия, туллия, европия, диспрозия и других.

Лучшим является *неодимовый лазер*. Диаграмма энергетических уровней ионов неодима достаточно сложна, поэтому обычно принимают во внимание те уровни, которые играют существенную роль в процессе генерации, то есть четырехуровневую модель состояний (рисунок 3.4).

В этой модели уровень E_1 – основное состояние, E_2 – конечный уровень, E_3 – метастабильный уровень, E_4 – совокупность всех конечных состояний для поглощения излучения накачки, что приводит к возбуждению квантовых частиц с уровнями E_1 на уровень E_4 .

Время жизни частиц в возбужденном состоянии в зависимости от температуры, состава стекла и концентрации неодима изменяется от 10^{-3} до 10^{-5} с. Затем возбужденные частицы безызлучательно переходят на метастабильный уровень E_3 . Время жизни на этом уровне приблизительно равно 10^{-3} с.

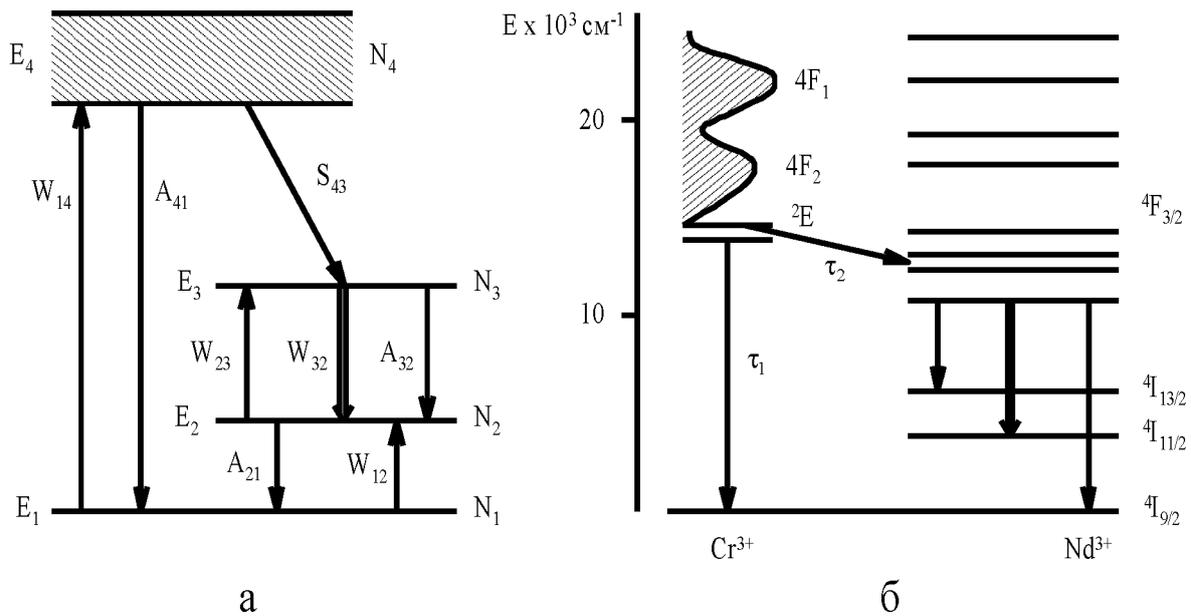


Рисунок 3.4 – Модель энергетических состояний активного вещества четырехуровневого лазера (а) и схема уровней энергии ионов Cr^{3+} и Nd^{3+} в кристалле YAG (б).

Рабочий переход (генерация) между уровнями E_3 и E_2 соответствует длине волны $\lambda_0 = 1.06$ мкм. При переходе $E_4 \rightarrow E_3$ создается инверсия населенностей ΔN . Уровень E_2 расположен выше основного уровня E_1 примерно на 2000 cm^{-1} . Чтобы исключить тепловые переходы с уровня E_1 на уровень E_2 , должно быть выполнено условие $(E_2 - E_1) \gg kT$ или $(E_2 - E_1) \geq 8kT$. При термодинамическом равновесии населенность уровня E_2 очень мала, так как уровень E_2 не заполнен. Поэтому для создания инверсии населенностей $\Delta N = (N_3 - N_2)$ в четырехуровневом активном веществе требуется значительно меньше энергии возбуждения по сравнению с трехуровневой системой. При этом четыре кинетических уравнения (рисунок 3.4, а), описывающих процесс генерации с учетом ограничений:

$$N_1 \gg N_4; \quad \frac{dN_4}{dt} \rightarrow 0; \quad S_{43} \gg W_{14},$$

где $W_{14} = B_{14}\rho_\nu$, можно преобразовать в уравнения нестационарного режима

$$\frac{d(N_3 - N_2)}{dt} = W_{14}(N_0 - \Delta N) - (W_{32} + A_{32})\Delta N,$$

или стационарного режима

$$\Delta N = \frac{W_{14}N_0}{W_{14} + W_{32} + A_{32}}$$

и рассчитать инверсию населенностей и пороговое значение мощности накачки:

$$P_{H\text{ поР}} = \frac{N_0 S l h \nu_H \delta m_P}{\tau_\lambda \eta_\Sigma b \eta_0 \eta_n}$$

Наиболее перспективным по своим возможностям и применению в настоящее время является твердотельный лазер на иттрий - алюминиевом гранате (YAG) с примесью неодима. Это четырехуровневая система, химический состав которой $Y_3Al_5O_2$ (Nd^{3+} ; Cr^{3+} ; Nd^{3+} ; Ho^{3+} ; Er^{3+} ; Yb^{3+}). Кристалл граната составляет матричную основу, активаторами являются перечисленные выше редкоземельные элементы. Структура кристалла имеет объемно-центрированную кубическую решетку. YAG, активированный ионами Nd^{3+} : Cr^{3+} , является уникальным лазерным материалом, так как обладает хорошей теплопроводностью, большой твердостью и хорошими оптическими характеристиками.

Кроме того, он является единственным твердым активным веществом, на котором удалось получить в непрерывном режиме мощность более 1 кВт. Полосы поглощения ионов Nd^{3+} в гранате расположены от 11500 до $\sim 25000 \text{ см}^{-1}$ и соответствуют длинам волн $\lambda \sim 0.88 \dots 0.4 \text{ мкм}$.

Три возможных излучательных перехода связаны с уровнем ${}^4F_{3/2}$; ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ (1.34 мкм); ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ (1.06 мкм); ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ (0.94 мкм). Основным, наиболее мощным квантовым переходом является переход ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$. Время жизни метастабильного состояния при концентрации иона Nd^{3+} до 3% составляет примерно 200 мкс. Большое количество поглощающих уровней обеспечивает работу лазера на YAG : Nd^{3+} : Cr^{3+} как в импульсном, так и в непрерывном режиме, а расположение уровня E_2 выше основного уровня ${}^4I_{9/2}$ на $\sim 2000 \text{ см}^{-1}$ – малый порог возбуждения ($\sim 10 \text{ Дж см}^{-3}$). Для большего повышения эффективности оптической накачки в кристаллическую решетку граната и вводят ионы Cr^{3+} .

Однако YAG дорог и не удается выращивать стержни длиной более 12 см. Типичные размеры стержней лазера: $l = 3 \dots 8$; $d = 0.3 \dots 0.5 \text{ см}$. Промышленные образцы лазеров на YAG дают мощность генерации до 250 Вт с плотностью $2 \cdot 10^5 \text{ Вт/см}^2$, коэффициентом полезного действия 2.1%, и расходимостью около 30° . Рабочий переход этого генератора лежит в ближней инфракрасной области на длине волны $\lambda = 1.064 \text{ мкм}$.

В зависимости от условий работы бывают одно- и многомодовые лазеры, причем в одномодовом режиме мощность генерации снижается втрое. В импульсном режиме частота посылки импульсов достигает $10^8 \dots 10^9 \text{ Гц}$, с пиковой мощностью 30...300 кВт и длительностью импульсов 30 нс. Лазеры на YAG генерируют также ряд других волн излучения 0.94; 1.05...1.12; 1.34...1.4 мкм.

Срок службы твердотельных лазеров определяется сроком службы лампы накачки и достигает 1500 ч. Получена непрерывная генерация в

лазере на вольфрамате кальция, активированном трехвалентным неодимом: $\text{CaWO}_4(\text{Nd}^{3+})$, на длинах волн 1.058 и 1.065 мкм при температуре 300 и 85 К соответственно. Выходная мощность такого лазера 10 мВт...1 Вт.

3.1.4 Системы охлаждения и термостабилизации лазерных головок

При конструировании систем охлаждения импульсных лазеров с частотой генерации $f_r \leq 1$ Гц предпочтительны воздушно-вихревые и полупроводниковые системы термостабилизации. Для лазеров с частотой генерации импульсов $f_r \geq 1$ Гц рекомендуются жидкостные системы охлаждения.

Рациональная конструкция узлов крепления стержня активного вещества и лампы накачки, а также оптимальный выбор зазоров и сечений каналов теплоотводов позволяют повысить эффективность теплообмена, уменьшить перепад температуры в кристалле, сократить расход охлаждающей среды. Фотохимическая устойчивость, агрессивность и коррозирующее действие охлаждающих сред на материалы конструкции могут явиться причиной нарушения нормальной работы даже самой надежной системы охлаждения.

Системы глубокого охлаждения. Для спектроскопических исследований характеристик различных активных веществ лазеров, а также с целью получения оптимальных режимов выходной энергии и частоты излучения применяют *криостаты*.

Например, исследование активных сред в криостате, имеющем коэффициент теплообмена $\alpha = 2.5 \cdot 10^4 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}$, позволило получить следующие результаты. В кристалле рубина с 0.05%-ным содержанием ионов Cr^{3+} при 77 К пороговая мощность накачки на 40% меньше, чем при 300 К. Кристаллы $\text{CaWO}_4 : \text{Nd}^{3+}$ имеют порог генерации при 77 К вдвое меньший, чем при 300 К. Выходная энергия кристалла $\text{CaF}_2 : \text{Dy}^{2+}$ при $T = 77 \text{ К}$ и пороговом значении энергии накачки равна $E_{\text{вых}} = 1.5 \cdot 10^{-6}$ Дж.

Для быстрого охлаждения активного вещества применяется малогабаритная двухконтурная система с отдельным охлаждением. Камера этой системы представляет собой герметичный цилиндр эллиптического сечения с высокой степенью чистоты обработки внутренней поверхности. В одном из сопряженных фокусов цилиндра находится микрохолодильник с активным веществом, а в другом – импульсная лампа накачки. Лампа охлаждается оптически прозрачной фторо- или кремнийсодержащей жидкостью, тепло от которой отбирается в специальном теплообменнике жидким азотом, выходящим из микрохолодильника. Жидкостный контур охлаждения – замкнутого типа.

Активное вещество подвергается глубокому охлаждению в микрохолодильнике. Жидкий азот из сосуда емкостью 0,015 м³ под давлением 1 Па подается в теплообменник. Чтобы избежать закипания на поверхности активного вещества, азот в теплообменнике переохлаждается и затем омывает кристалл. Весь комплекс системы охлаждения представляет собой стационарную установку, обеспечивающую генерацию излучения лазера с частотой следования импульсов 10...100 Гц при изменении температуры окружающей среды $\pm 50^{\circ}\text{C}$. На рисунке 3.5 показана структурная схема охладителя.

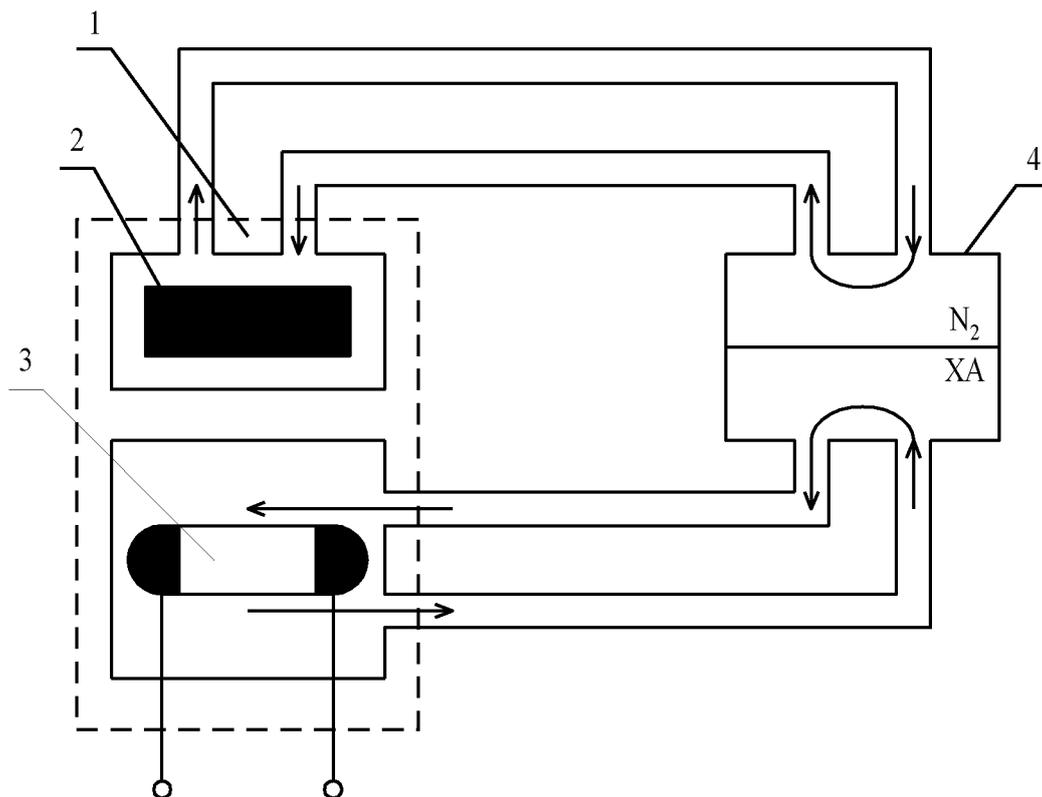


Рисунок 3.5 – Структурная схема системы глубокого охлаждения:

- 1 – резонатор; 2 – активное вещество; 3 – лампа накачки;
- 4 – теплообменник.

Замкнутые жидкостные системы охлаждения. Для лазеров, применяемых в малогабаритной аппаратуре, разработана жидкостная система термостабилизации с коаксиальной лампой накачки (рисунок 3.6).

Внутренний объем камеры лазера разделен коронками на две полости. Импульсная лампа накачки и кристалл омываются охлаждающей жидкостью, заполняющей весь внутренний объем герметичного корпуса. Тепло от кристалла, импульсной лампы и часть тепла от отражателя отбирается хладагентом, перекачиваемым насосом из одной полости в другую, а затем передается наружному корпусу. Другая часть тепла,

выделяющегося в отражателе, передается кондуктивно, благодаря плотной посадке на корпус. Для увеличения теплообмена в корпусе сделано четыре винтовых паза, увеличивающих турбулентность потока и поверхность теплообмена. Такое конструктивное решение дает возможность снизить массу и габариты, а отсутствие соединительных трубок и необходимой герметизации уплотнений обуславливает значительное повышение эксплуатационной надежности устройства и получение устойчивой генерации с частотой $f_r \sim 1$ Гц.

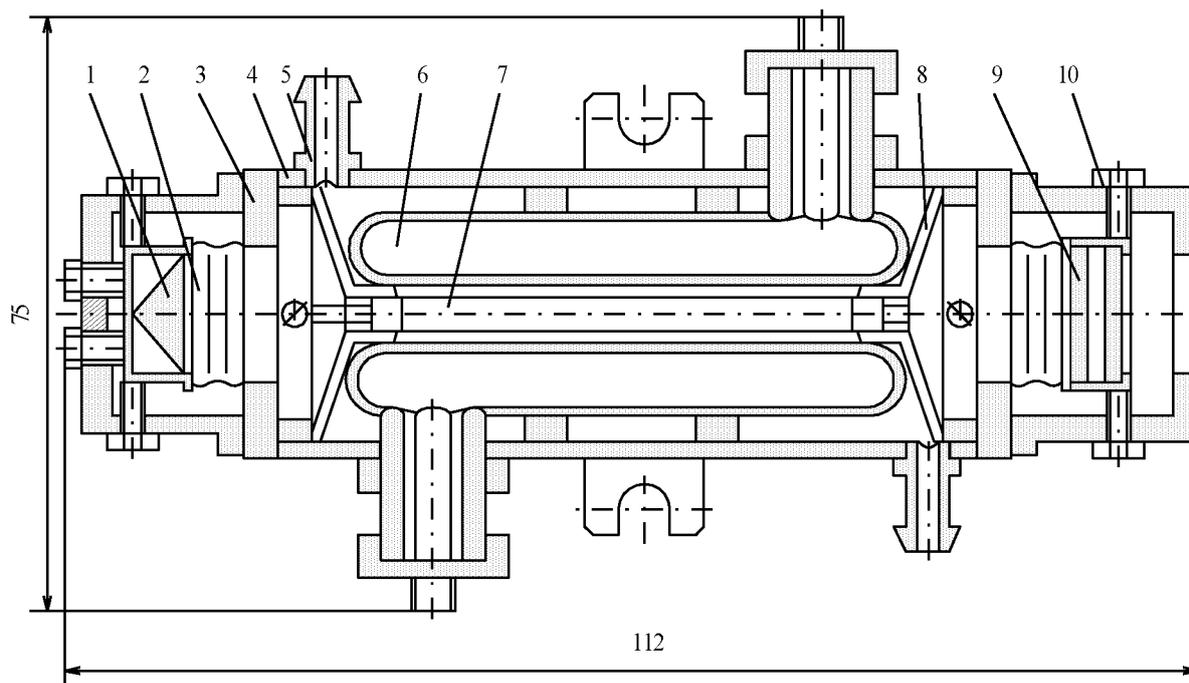


Рисунок 3.6 – Лазерная головка с концентричной импульсной лампой и жидкостной системой охлаждения: 1 – призма полного внутреннего отражения; 2 – сильфон; 3 – фланец; 4 – корпус; 5 – штуцер; 6 – лампа импульсная; 7 – кристалл; 8 – коронка; 9 – резонансный отражатель; 10 – юстировочный винт.

Вихревой воздухоохладитель. Это устройство дает возможность создать систему охлаждения с минимальной массой и габаритами. При этом эффективность охлаждения по сравнению с обычными газовыми системами возрастает в несколько раз.

Принцип охлаждения активного вещества в этой системе основан на образовании воздушного вихря, движущегося с тангенциальным ускорением в сопло, имеющее форму спирали Архимеда (сопло-улитка) (рисунок 3.7). Кристалл закрепляют цангами на оси вихревой трубки, изготовленной из прозрачного кварца. В корпусе вихревой трубки устанавливают сопло-улитку. На противоположном конце трубки находится диффузор. Сжатый воздух из внешней сети поступает через

подводящий патрубок в сопло. Образующийся там вихрь движется в осевом направлении вдоль трубки к диффузору. Интенсивная закрутка воздушного потока создает градиент статического давления и высокую турбулентность. Вследствие этого в центральной части вихревой трубки создается зона пониженного давления и температуры.

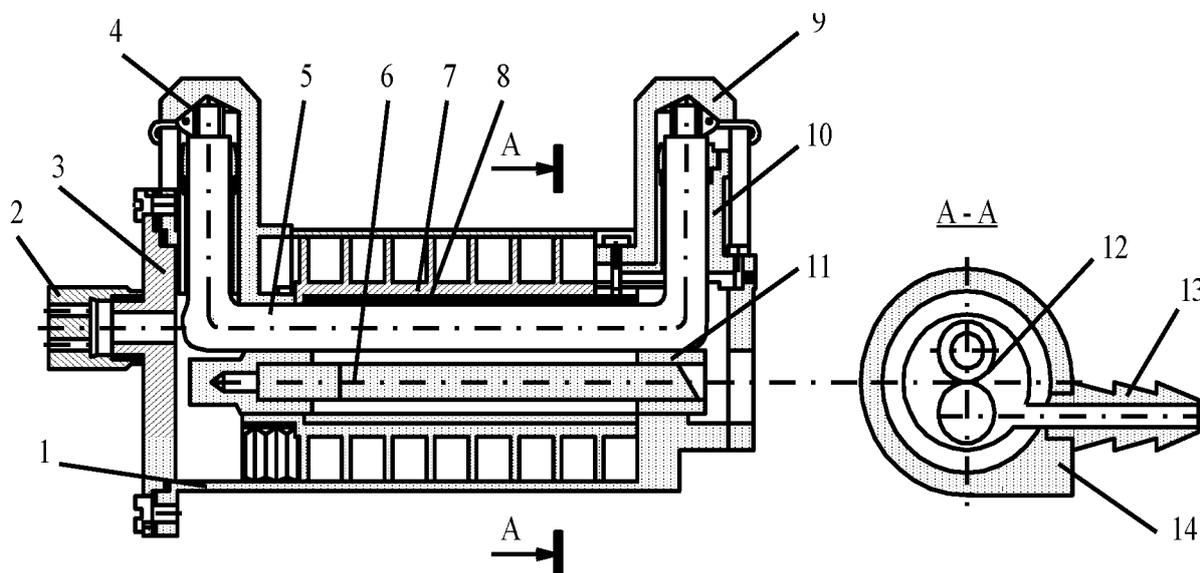


Рисунок 3.7 – Лазерная головка с вихревым воздухоохладителем: 1 – диффузор; 2 – патрубок нагретого потока воздуха; 3 – фланец; 4 – электрод лампы накачки; 5 – лампа; 6 – кристалл; 7 – радиатор; 8 – отражатель; 9 – изолятор; 10 – держатель лампы; 11 – цанга кристалла; 12 – сопло-улитка; 13 – штуцер; 14 – корпус.

Наличие диффузора способствует снижению температуры в этой зоне до -100°C . Высокая турбулентность вихря обеспечивает большие значения коэффициента теплообмена $200 \dots 550 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{K}}$. Ось вихревой трубки совмещена с кристаллом активного вещества. Отработанный воздух из диффузора поступает внутрь отражателя, охлаждает лампу и выходит наружу. Отсутствие тепловой изоляции вихревой трубки от корпуса камеры не сказывается на теплофизических характеристиках системы охлаждения, так как низкотемпературная зона в центре вихря отделяется от стенок трубки периферийными слоями, имеющими температуру, близкую к окружающей. Эта же особенность исключает запотевание наружных стенок кварцевой трубки. Оптимальная площадь сечения сопла при давлении $9.81 \cdot 10^4 \text{ Па}$ составляет одну десятую площади сечения вихревой трубки, а оптимальное отношение длины трубки к диаметру равно $3 \dots 5$.

Для наилучшего охлаждения кристалла величину зазора между дисками диффузора следует выбрать равной $(0.05 \dots 0.07) \cdot D_B$, где D_B –

диаметр вихревой трубки. Значения коэффициента теплообмена α и температуры охлаждения ΔT зависят от давления p и отношения $\frac{d}{D_B}$

0.25...0.8; составляет: $\alpha = (360...525) \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}$. Системы термостабилизации,

использующие вихревой эффект, надежны и конструктивно просты.

Полупроводниковые системы термостабилизации. В этих системах, работающих на эффекте Пельтье, совмещены в едином блоке осветитель камеры лазера с термоэлектрическим холодильником (рисунок 3.8). Применение таких систем оправдано при холодопроизводительности термобатарей 30...40 Вт и при температуре окружающей среды до + 50°C. К достоинствам полупроводниковых систем следует отнести небольшую массу и габариты, сравнительно малую потребляемую мощность, возможность быстрого перехода от режима охлаждения к режиму нагрева, возможность работы в широком диапазоне окружающих температур, давлений, вибраций и ускорений.

Однако при холодопроизводительности 150...200 Вт и более эти системы по габаритам и энергетическим параметрам уступают жидкостным и компрессионным системам. Импульсная лампа и кристалл, закрепленные в осветителе, кондуктивно охлаждаются шиной, изготовленной из красной меди. Кристалл крепится к шине через мягкую подложку из чистого индия, допускающую пластические деформации. В отверстие шины вставлены термисторы, которые управляют электрической схемой термобатарей. При работе лазера медная шина играет роль своеобразного аккумулятора теплоты во время генерации излучения и аккумулятора холода во время пауз между вспышками.

С целью обеспечения хорошего теплового контакта между теплоотводящей шиной и кристаллом рубина по образующей кристалла вжигается полоска серебра шириной 2.5...3 мм, и толщиной 50...70 мкм. Перепады температуры на поверхности кристалла от вспышек лампы могут достигать 20°C. Наибольшее влияние на добротность резонатора при данной системе термостабилизации оказывает несимметричная деформация кристалла, имеющая характер оптического клина.

Полупроводниковая система термостабилизации создана для лазеров, работающих с частотой повторения не более одной вспышки за 2...5 с при $q_m = 10...15 \text{ Вт/см}^2$. Коэффициент теплообмена таких систем мал, и составляет $50...100 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}$.

Теплопроводящий корпус термобатареи и подложку кристалла иногда помещают в охлаждающую среду определенного объема, так называемый пассивный аккумулятор тепла (вещество с низкой температурой плавления, хорошей теплопроводностью и большой скрытой теплотой плавления). В этом случае используют галлий или его эвтектические

сплавы (температура плавления $T = 29,8^{\circ} \text{C}$; теплопроводность $35 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$; динамическая вязкость $0,18 \text{ Па} \cdot \text{с}$ при 30°C).

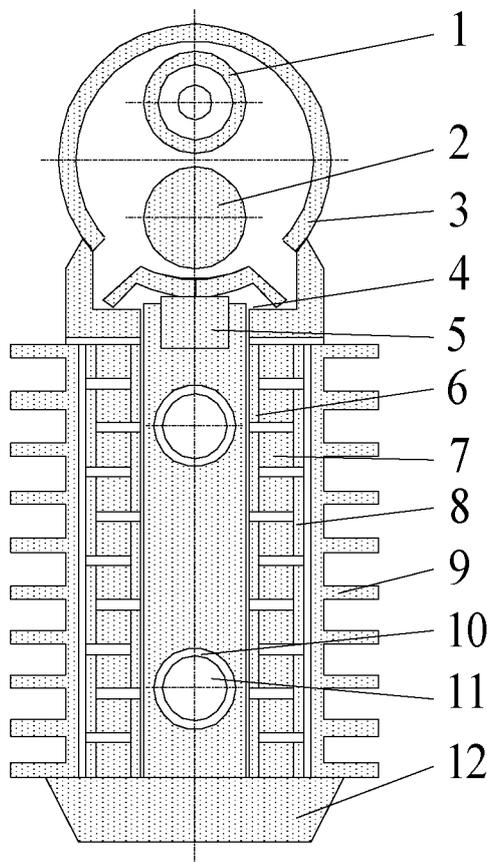


Рисунок 3.8 – Полупроводниковая система термостабилизации активного вещества: 1 – импульсная лампа накачки; 2 – кристалл; 3 – осветитель; 4 – медная шина; 5 – индиевая подложка; 6 – пластины холодных спаев; 7 – термоэлемент; 8 – пластины горячих спаев; 9 – радиатор; 10 – керамические пластины; 11 – термистор; 12 – крышка.

Однако, одним из существенных недостатков галлия и его сплавов является способность легко переохлаждаться в жидком состоянии до довольно низких температур.

Другим недостатком, препятствующим широкому использованию галлиевых сплавов в качестве аккумуляторов тепла, является их высокая агрессивность по отношению к металлам и изоляционным материалам, причем с повышением температуры коррозионная устойчивость материалов в среде галлия резко снижается. При длительном воздействии галлия ухудшаются механические свойства большинства металлов и их сплавов.

3.2 Газовые лазеры

3.2.1 Общая характеристика газовых лазеров

Газовыми называются лазеры, в которых активной средой является газ, смесь нескольких газов или смесь газа с парами металла. Особенностью активной среды, находящейся в газовой фазе, является ее высокая оптическая однородность, что позволяет применять большие оптические длины резонатора и вследствие этого получать высокую направленность и монохроматичность излучения. Другая особенность такой активной среды – ее малая плотность, в результате чего энергетический спектр активных частиц (атомов, ионов, молекул) не искажается из-за взаимодействия с соседними активными частицами. Поэтому энергетические уровни в спектре газов узкие, что позволяет сосредоточить энергию излучения газового лазера в нескольких или даже одной модах.

При соответствующем выборе активной среды в газовых лазерах можно осуществить генерацию в любой части спектра – от ультрафиолетовой области ($\lambda \sim 0.2$ мкм) до далекой инфракрасной области излучения ($\lambda \sim 0.4$ мм).

Большим достоинством газовых лазеров является их способность работать как в непрерывном, так и в импульсном режимах. Эти лазеры характеризуются большим диапазоном мощностей излучения (~ 100 кВт) и высоким коэффициентом полезного действия (1.5...15%).

Первыми были созданы газовые лазеры, возбуждаемые электрическим разрядом, направленным вдоль оптической оси резонатора, и получившие название *газоразрядных*.

Инверсия населенностей уровней в газоразрядных лазерах создается в результате прохождения через активную газовую среду электрического тока (таблица 3.1).

Различают три типа газоразрядных лазеров, где в качестве активных частиц используют нейтральные атомы, ионы и молекулы газов. Механизмы возбуждения этих частиц различны.

В *лазерах на нейтральных атомах* основным механизмом возбуждения является неупругое столкновение электрона с атомом (столкновения 1-го рода). Этот механизм используют для возбуждения атомов неона, аргона, криптона и ксенона, а также паров свинца, марганца, меди. Другим важным механизмом является резонансное возбуждение атомов – неупругое столкновение возбужденных атомов одного газа с атомами другого (столкновения 2-го рода). Этот механизм эффективен тогда, когда энергия метастабильного уровня первого газа близка к энергии возбужденного уровня атомов другого газа. Характерным

примером активной газовой среды, возбуждаемой таким образом, является смесь гелия с неоном ($\lambda_0 \sim 0.6328 \text{ мкм}; 1.15 \text{ мкм}$).

Таблица 3.1 – Процессы возбуждения инверсии населенностей, протекающие в газоразрядных лазерах

Инициатор	Атомный процесс	Молекулярный процесс
Фотон	Поглощение ← излучение $h\nu + A \rightarrow A^*$ Ионизация ← рекомбинация $h\nu + A \rightarrow A^* + e$	Рамановское рассеяние $h\nu + AB \rightarrow AB^*$ Диссоциация $h\nu + AB \rightarrow A + B$ $h\nu + AB \rightarrow A^+ + B^-$
Электрон	Столкновения 1-го рода Возбуждение $e + A \rightarrow A^* + e$ Ионизация $e + A \rightarrow A^+ + 2e$ Тройственная рекомбинация $e + A^+ + B \rightarrow A + B$	$e + AB \rightarrow AB^* + e$ $e + AB \rightarrow A^+ + B^- + e$ Диссоциация $e + AB \rightarrow A + B + e$ $e + A^+ + B \rightarrow A + B$
Атом	Рассеяния, столкновения 2-го рода $A + B^* \rightarrow A^* + B$ $A^* + B \rightarrow A + (B^+)^* + e$ $A^* + B \rightarrow A + (B^+)^*$	

Примечание. Условные обозначения: А, В – частицы в нормальном состоянии; А* – частица в возбужденном состоянии; А⁺ – положительно заряженный ион; А⁻ – отрицательно заряженный ион; hν – фотон; e – электрон.

Наиболее эффективным процессом возбуждения **ионных лазеров** непрерывного действия является опустошение нижнего лазерного уровня за счет спонтанного излучения и соударения возбужденных ионов со стенками кюветы. Высокая населенность верхнего лазерного уровня обеспечивается в результате соударения ионов с быстрыми электронами в

газовом разряде. Активным веществом в ионном лазере может быть инертный газ: аргон ($\lambda_0 \sim 0.48$ мкм), криптон ($\lambda_0 \sim 0.56$ мкм), неон ($\lambda_0 \sim 0.23$ мкм; 0.33 мкм), пары различных химических элементов (кадмия, цинка, йода $\lambda_0 \sim 1.01$ мкм), а также ионы фосфора ($\lambda_0 \sim 0.42$ мкм), серы ($\lambda_0 \sim 0.53$ мкм), хлора ($\lambda_0 \sim 0.7$ мкм), брома ($\lambda \sim 2.8$ мкм) и других элементов.

В *молекулярных лазерах* инверсия населенностей происходит под влиянием различных процессов (соударений молекул с быстрыми электронами, неупругих столкновений молекул различных газов в рабочей смеси, диссоциации и др.), которые качественно подобны процессам возбуждения на нейтральных газах. Наиболее распространенными рабочими веществами в молекулярных лазерах, использующих энергию колебательного и вращательного состояния, являются азот и углекислый газ (CO_2 , $\lambda \sim 10.6$ мкм) в смеси с азотом и гелием.

Газовые лазеры могут возбуждаться не только продольным электрическим разрядом. Большие мощности излучения обеспечивают *газодинамические*, химические, электроионизационные и ТЕА-лазеры (“Transversely Excited, Atmospheric Pressure”), газовые импульсные лазеры, работающие при высоком давлении и возбуждаемые поперечным электрическим разрядом с плотностью тока около 300 А/см^2 .

3.2.2 Лазер на нейтральных атомах гелий-неоновой смеси

Типичным лазером на нейтральных атомах является газоразрядный гелий-неоновый лазер, в котором используется смесь гелия и неона в соотношении примерно $10 : 1$; $5 : 1$, при общем давлении в газоразрядной трубке около 130 Па . Индуцированное излучение создается атомами неона, а атомы гелия участвуют лишь в передаче энергии к атомам неона (рисунок 3.9). При возбуждении газовой смеси электрическим током (постоянным или переменным с частотой около 30 МГц) возникает тлеющий разряд, подобный разряду в «рекламной» газовой лампе. В электрическом разряде часть атомов неона переходит с основного уровня E_1 на долгоживущие возбужденные уровни E_4 и E_5 . Инверсия населенностей создается благодаря большой населенности этих уровней по сравнению с короткоживущим уровнем E_3 . В чистом неоне созданию инверсии населенности мешает метастабильный уровень E_2 , поэтому полезным оказалось введение в рабочую смесь гелия.

Под действием электрического разряда часть атомов гелия ионизируется и образуется плазма, содержащая электроны с большой кинетической энергией. Эти электроны, сталкиваясь с атомами гелия, переводят их из основного состояния E_1 на долгоживущие

возбужденные уровни E_2 и E_3 , которые весьма близки к уровням E_4 и E_5 неона.

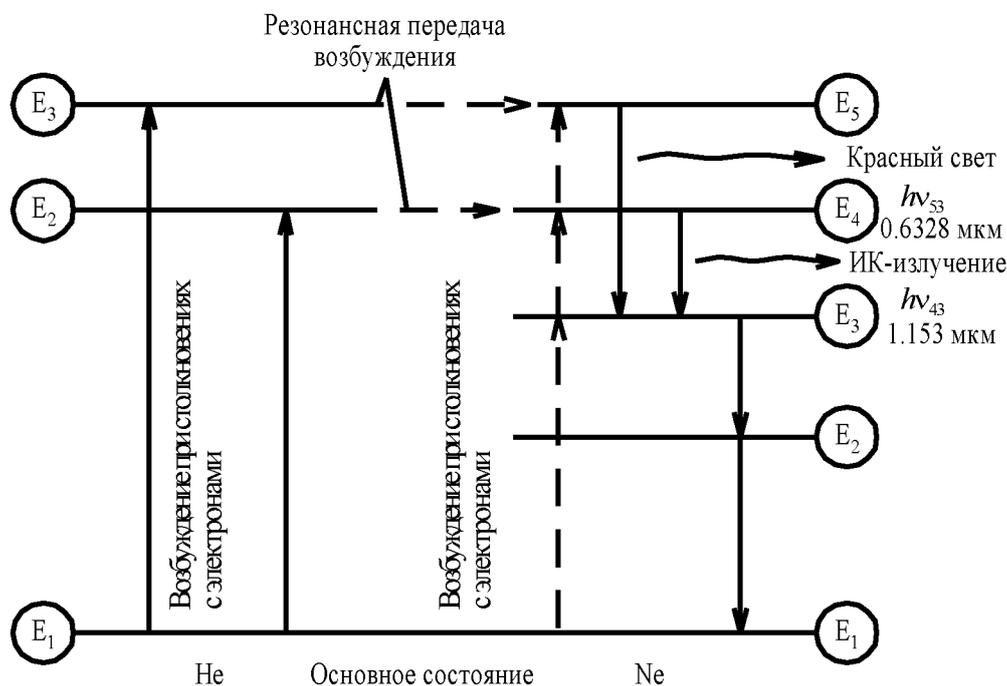


Рисунок 3.9 – Схема энергетических уровней гелий-неонового лазера.

Поэтому при столкновениях возбужденных атомов гелия с невозбужденными атомами неона возникает высокая вероятность резонансной передачи возбуждения, в результате чего атомы неона оказываются на уровнях E_4 или E_5 , а атомы гелия возвращаются в основное состояние. Вероятность возбуждения атомов неона до уровней E_2 и E_3 за счет столкновений с атомами гелия мала, так как энергии этих состояний существенно отличаются от энергий уровней E_2 и E_3 гелия.

Таким образом, использование вспомогательного газа – гелия дает возможность осуществить дополнительное заселение энергетических уровней неона и получить инверсию населенностей между уровнями E_3 и E_4 , E_5 .

Поскольку уровень E_3 неона является короткоживущим, то на переходах $E_4 \rightarrow E_3$ и $E_5 \rightarrow E_3$ можно получить непрерывную генерацию. Переходу $E_4 \rightarrow E_3$ соответствует генерация в ближней инфракрасной области с длиной волны 1.153 мкм, а переходу $E_5 \rightarrow E_3$ – в красной области видимого спектра с длиной волны 0.6328 мкм.

Каждый из уровней E_3 , E_4 , E_5 в действительности состоит из нескольких подуровней, поэтому в диапазоне видимого и инфракрасного участка спектра спектр гелий-неонового лазера может содержать

большое число (~ 40) спектральных линий. Выделение нужной спектральной линии осуществляется подбором зеркал оптического резонатора, введением в резонатор диспергирующего или селективно поглощающего элемента. Между уровнями E_4 и E_5 неона есть еще один короткоживущий уровень, переход атомов на который с уровня E_5 позволяет получить генерацию на длине волны 3.392 мкм.

В гелий-неоновом лазере рабочая газовая смесь находится в газоразрядной трубке (рисунок 3.10), длина которой может достигать 0.2...1 м. Трубка изготавливается из высококачественного стекла или кварца. Мощность генерации существенно зависит от диаметра трубки. Увеличение диаметра ведет к увеличению объема рабочей смеси, что способствует возрастанию мощности генерации.

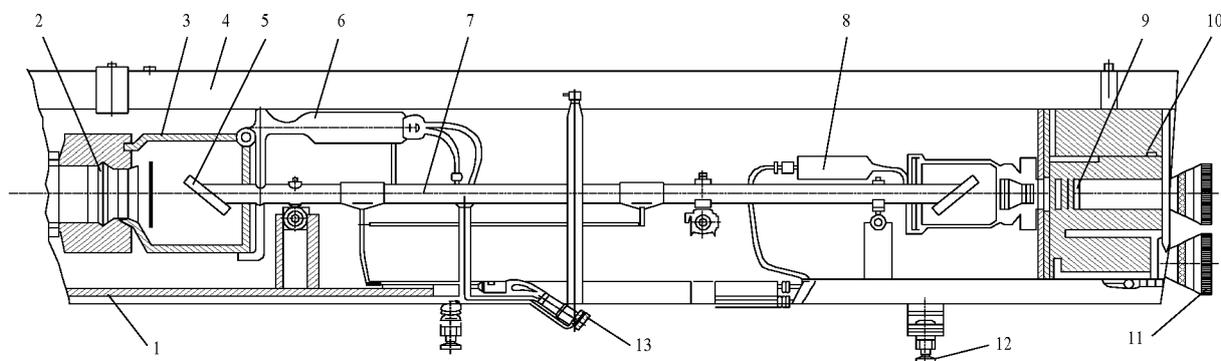


Рисунок 3.10 – Схема конструкции лазерной головки гелий-неонового ОКГ типа ЛГ-36а: 1 – основание; 2 – выходное сферическое зеркало; 3 – обойма; 4 – кожух; 5 – выходное окно; 6 – оксидный катод; 7 – газоразрядная трубка (кювета); 8 – анод; 9 – плоское зеркало; 10 – узел крепления зеркала; 11 – юстировочные винты; 12 – опоры; 13 – разъем.

Однако с ростом диаметра трубки уменьшается электронная «температура» плазмы, что приводит к уменьшению числа электронов, способных возбуждать атомы газов, что в конечном итоге снижает мощность генерации. Для уменьшения потерь торцы газоразрядной трубки закрыты плоскопараллельными пластинками 5, которые расположены не перпендикулярно оси трубки, а так, чтобы нормаль к этой пластине составляла с осью трубки угол $i_B = \arctg n$ (n – показатель преломления материала пластины), называемый углом Брюстера. Особенность отражения электромагнитной волны от границы раздела различных сред под углом i_B широко применяется в лазерной технике. Установка выходных окон кюветы с активной средой под углом Брюстера однозначно определяет поляризацию лазерного излучения. Для излучения,

поляризованного в плоскости падения, потери в резонаторе минимальны. Естественно, что именно это плоскополяризованное излучение устанавливается в лазере и является преобладающим.

Газоразрядная трубка помещена в оптический резонатор, который образован зеркалами 2 с интерференционным покрытием. Зеркала закреплены во фланцах 10, конструкция которых позволяет поворачивать зеркала в двух взаимно перпендикулярных плоскостях при юстировке путем вращения юстировочных винтов 11. Возбуждение газовой смеси осуществляется путем подачи высокочастотного напряжения с блока питания на электроды. Блок питания представляет собой высокочастотный генератор, обеспечивающий генерирование электромагнитных колебаний с частотой около 30 МГц при мощности несколько десятков ватт.

Широко распространено питание газовых лазеров постоянным током при напряжении 1000...2000 В, получаемом с помощью стабилизированных выпрямителей. В этом случае газоразрядная трубка снабжается подогреваемым или холодным катодом и анодом. Для зажигания разряда в трубке используется электрод, на который подается импульсное напряжение около 12 кВ. Это напряжение получают путем разряда конденсатора емкостью 1...2 мкФ через первичную обмотку импульсного трансформатора.

Достоинством гелий-неоновых лазеров является когерентность их излучения, малая потребляемая мощность и небольшие габариты. Основные недостатки – невысокий коэффициент полезного действия (0.01...0.1%) и низкая выходная мощность, не превышающая 60 мВт. Эти лазеры могут работать и в импульсном режиме, если для возбуждения использовать импульсное напряжение большой амплитуды при длительности в единицы микросекунд. Главные области практического применения гелий-неоновых лазеров – научные исследования и измерительная техника.

3.2.3 Ионный аргоновый лазер

Из ионных лазеров наибольшее распространение получил аргоновый лазер непрерывного излучения на длине волны 0.48 мкм. Исторически механизм возбуждения ионного лазера был предложен Е. Гордоном в 1964 г. Инверсия населенностей между верхним ($4p$) и нижним ($4s$) рабочими уровнями создается следующим образом.

Уровень $4p$, имеющий по сравнению с уровнем $4s$ большее время жизни, заселяется ионами аргона за счет их столкновения с быстрыми электронами в газовом разряде и за счет переходов возбужденных ионов из группы расположенных выше уровней $5p$. В то же время уровень $5p$, обладающий очень коротким временем жизни, примерно в 25 раз меньше, чем время жизни уровня $4p$, быстро опустошается за счет возвращения

ионов в основное состояние. Так как уровни $5p$; $5s$; $4p$ состоят из групп подуровней, генерация может происходить одновременно на нескольких длинах волн: от 0.45 до 0.53 мкм (рисунок 3.11).

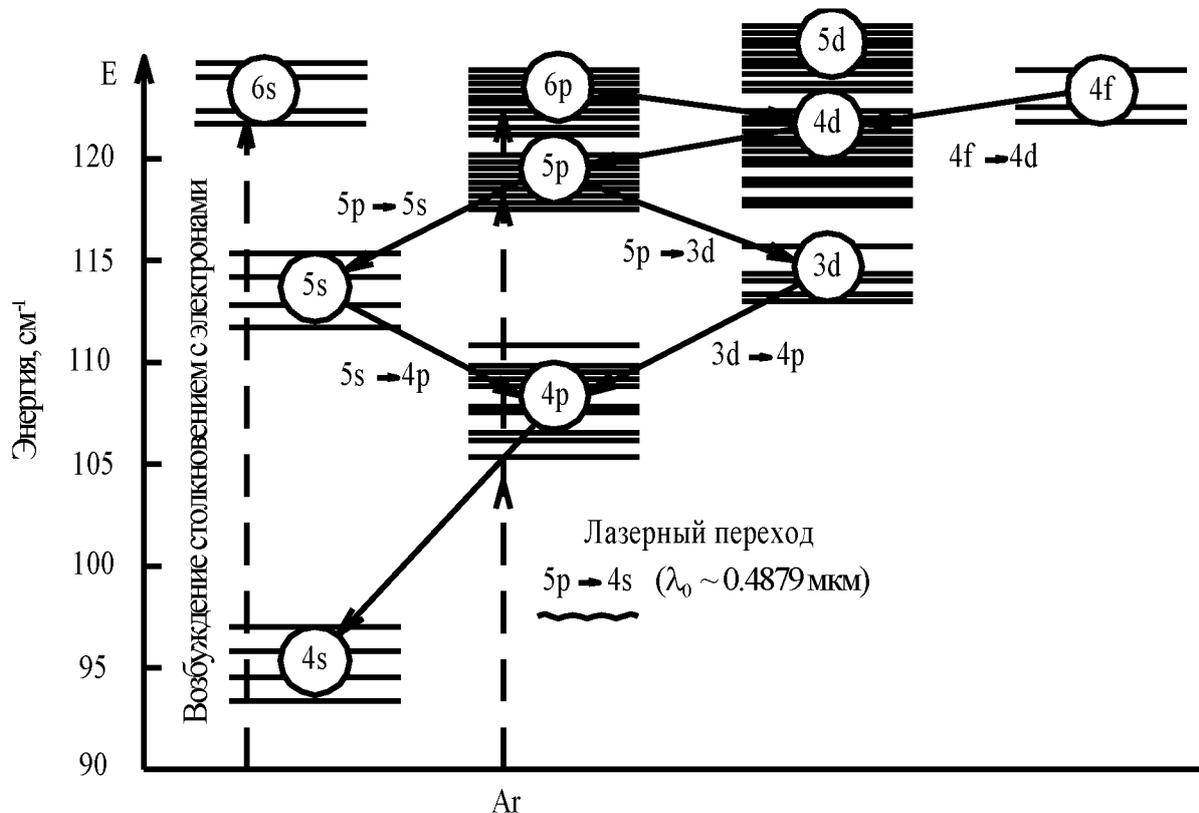


Рисунок 3.11 – Схема уровней и квантовые переходы между уровнями аргона: ($4p \rightarrow 4s$ – устойчивый лазерный переход на $\lambda_0 = 0.487$ мкм).

Особенности конструкции аргонового лазера обусловлены тем, что для его работы требуется пропускать через газ ток большой плотности, так как вначале нужно ионизировать нейтральные атомы аргона. Поэтому необходимо предусмотреть эффективную систему теплоотвода от газоразрядной трубки.

Газовый разряд создают в тонком капилляре диаметром 5 мм, охлаждаемом жидким хладагентом. Рабочее давление газа порядка 220 Па. Для увеличения концентрации электронов в центре капилляра в разрядном промежутке с помощью магнитов создается магнитное поле, которое сжимает разряд и не дает ему касаться стенок.

Катод эмитирует электроны, которые под действием электрического напряжения, приложенного между катодом и анодом, движутся по капилляру к аноду. При этом газ в капилляре тоже начинает перемещаться от катода к аноду, что может привести к гашению разряда, так как у анода давление газа значительно повышается. Для выравнивания давления по

длине капилляра катодную и анодную полости газоразрядной трубки соединяют обводной трубкой, обеспечивающей циркуляцию газа.

В первых ионных лазерах использовались кварцевые капилляры, срок службы которых не превышал 100 ч. В более поздних конструкциях применялись металлокерамические капилляры. Перспективными являются капилляры на основе окисей бериллия, работающие около 1000 ч.

Значительным достижением в конструкции ионных лазеров явилось создание лазерной головки с кольцевым разрядом и получение генерации в ультрафиолетовой области спектра. Кювета представляет собой замкнутый контур, одну из сторон которого составляет капилляр в виде вторичной обмотки одновиткового высокочастотного трансформатора. В этой кювете нет электродов, которые, как правило, загрязняют примесями активную среду. Другими достоинствами этой конструкции являются снижение внутренних шумов и сравнительно малое уширение спектральной линии.

Блок питания ионного лазера представляет собой мощный (около 10 кВт) выпрямитель, выходное напряжение которого составляет 200...400 В. Можно использовать также высокочастотное возбуждение, при котором возрастает долговечность капилляра за счет того, что ионы, бомбардирующие его стенки, при движении в высокочастотном поле не успевают приобрести большой скорости. Однако блок питания в этом случае получается значительно сложнее, чем при возбуждении лазера постоянным током.

В настоящее время ионные аргоновые лазеры являются самыми мощными источниками непрерывного когерентного излучения в ультрафиолетовом и видимом диапазонах спектра.

Созданы лазеры с мощностью излучения в 150 Вт. Теоретические оценки показывают, что мощность этих лазеров может быть увеличена до нескольких сотен ватт.

Широкому распространению мощных аргоновых лазеров мешает их высокая стоимость, сложность, малый коэффициент полезного действия (~ 0.1%) и большая потребляемая мощность (3...5 кВт).

Основными областями применения аргоновых лазеров являются фотохимия, лазерная технология и медицина. Особенно перспективно использование в медицине коротковолнового ультрафиолетового излучения с длиной волны 0.26 мкм, которое на 90% поглощается нуклеиновыми кислотами и только на 10% – белками.

В этом случае лазерное излучение, получаемое удвоением частоты аргонового лазера, оказывается эффективнее рентгеновского и γ -излучений. Удвоение частоты излучения осуществляется специальным устройством, принцип действия которого основан на нелинейных эффектах в кристаллах. В последнее время разработан также кадмий-гелиевый лазер, отличающийся низкими пороговыми мощностями питания

(около 70 Вт) и большой мощностью излучения $P_{\text{ВЫХ}} \sim 0.3...0.4$ Вт на длине волны 0.839 мкм.

3.2.4 Молекулярный CO₂ лазер

Атомные и ионные лазеры имеют низкий коэффициент полезного действия в связи с тем, что верхний рабочий уровень расположен очень высоко над основным состоянием, и, следовательно, в процессе возбуждения принимает участие лишь малая доля общего числа электронов. С точки зрения повышения коэффициента полезного действия газоразрядных лазеров желательно, чтобы рабочие уровни были расположены по возможности ниже. В качестве таких уровней целесообразно использовать колебательные уровни молекул CO₂, H₂O, D₂O, CH₃, HCN.

Первенство в получении генерации на молекулах CO₂ (рисунок 3.12) принадлежит С.К.Пателу. Почти за два года 1964 – 65 гг. он получил мощность непрерывного излучения газового лазера сначала 220 Вт, затем 450 Вт и 925 Вт на смеси CO₂ – N₂ – He с коэффициентом полезного действия $\cong 10\%$. Для того времени это было сенсацией, если сравнить эти результаты с мощностью около 2 мВт у гелий-неонового лазера.

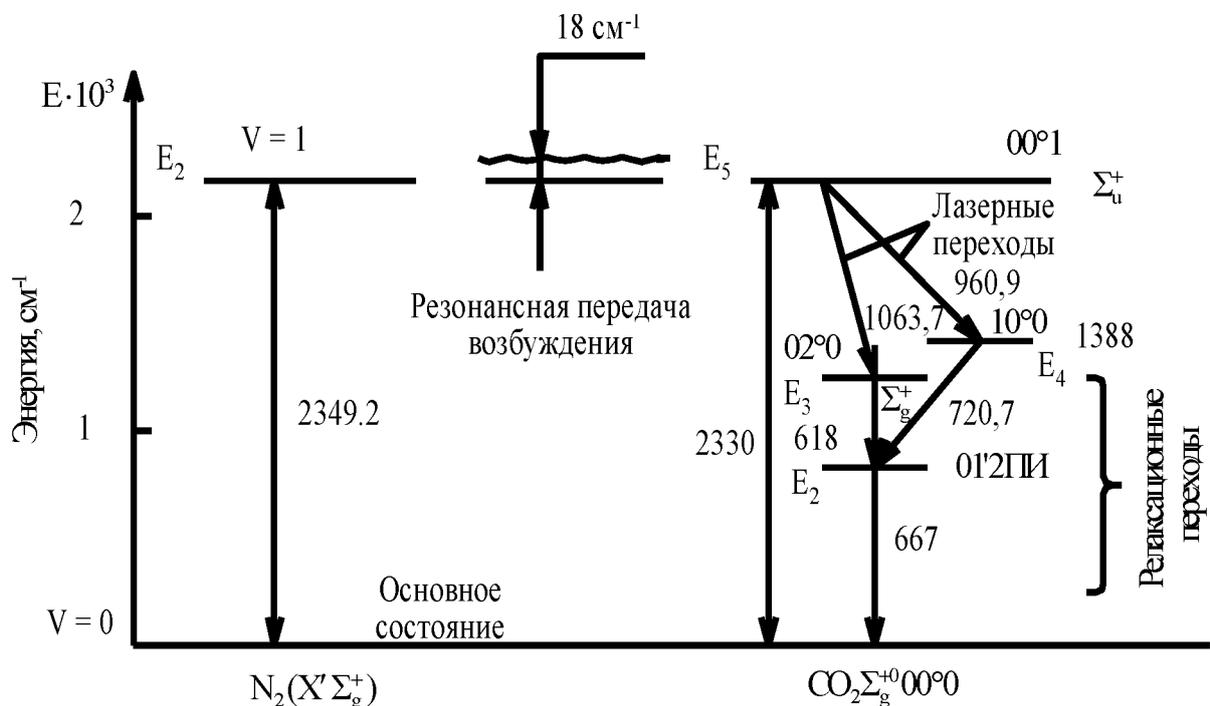


Рисунок 3.12 – Схема нижних колебательных энергетических уровней молекул CO₂ и N₂ и квантовых переходов молекулы CO₂ (индекс ν обозначает колебательные уровни).

Молекула CO_2 имеет три частоты собственных колебаний, которым соответствуют уровни E_3 , E_4 и E_5 . Заселение этих уровней в газовом разряде происходит вследствие трех основных процессов.

Первый из них – возбуждение молекул CO_2 при их соударениях с быстрыми электронами. Использование такого механизма возбуждения позволяет создать лазер, дающий в непрерывном режиме излучение с мощностью около 10 Вт при коэффициенте полезного действия, равном 10%. Значительное повышение мощности и коэффициента полезного действия достигается добавлением к CO_2 молекулярного азота и гелия.

В газовом разряде происходит интенсивное возбуждение молекул азота до уровня E_2 углекислого газа. Совпадение энергетических уровней азота и CO_2 почти идеальное – около 18 см^{-1} . За счет резонансной передачи возбуждения от молекулы азота к молекуле CO_2 населенность уровня E_5 значительно возрастает. Это второй процесс.

Гелий вводится в рабочую смесь для уменьшения ее температуры, это снижает тепловое заселение всех уровней и увеличивает инверсию населенности.

Третий механизм дополнительного заселения уровня E_5 молекулы CO_2 состоит в осуществлении каскадных переходов на этот уровень молекулы углекислого газа, колебательно-возбужденной за счет столкновений с электронами и перешедшей на более высокие энергетические уровни, не показанные на рисунке 3.12. Индуцированное излучение в лазере на CO_2 вызвано переходами $E_5 \rightarrow E_4$ и $E_5 \rightarrow E_3$. Особенностью лазера на CO_2 является большое время жизни верхнего уровня (порядка $2.6 \cdot 10^{-3} \text{ с}$), благодаря чему этот уровень в отсутствие генерации служит накопителем энергии, которая при высокой добротности резонатора освобождается в виде мощного импульса.

Наиболее интенсивным является переход $E_5 \rightarrow E_3$ с длиной волны 10.6 мкм, который может почти полностью подавлять лазерную генерацию в переходе $E_5 \rightarrow E_4$ на длине волны 9.6 мкм. Длина волны 10.6 мкм соответствует окну прозрачности атмосферы, что открывает возможность применения этого излучения в оптической локации. Каждый из колебательных уровней, показанный на рисунке 3.12, упрощен, так как в действительности представляет собой полосу, включающую до 30 подуровней. Поэтому спектр генерации в лазере на CO_2 очень сложен, может возникнуть на большом числе переходов и иметь несколько сотен линий. Длины волны генерируемого излучения лежат в интервале 9.2...11.4 мкм.

Существенной особенностью газоразрядной трубки лазера на смеси углекислого газа с азотом является введение непрерывной откачки рабочей смеси. За счет откачки рабочая смесь непрерывно заменяется новой, охлажденной, что улучшает отвод тепла и способствует увеличению

мощности излучения. Мощность генерации такого лазера составляет 10...20 Вт. Основная трудность заключается в разработке надежной конструкции зеркал и окон кюветы.

Значительно большую мощность (больше 100 Вт) можно получить с помощью лазера из секционированной газоразрядной трубки. Использование сравнительно коротких секций, на каждую из которых подается электрический ток, дает возможность упростить зажигание и поддержание тлеющего разряда при большой общей длине газоразрядной трубки, достигающей нескольких метров.

Одной из особенностей лазера на углекислом газе является независимость выходной мощности и коэффициента полезного действия от диаметра разрядной трубки, что позволяет применять газоразрядные трубки большого диаметра (40...70 мм), для которых легче выполнить систему охлаждения. Увеличение длины разрядной трубки приводит примерно к пропорциональному увеличению мощности.

Таким образом, в режиме непрерывной генерации можно достичь мощности в десятки киловатт при коэффициенте полезного действия до 30% при теоретическом пределе около 40%.

Генерацию с мощностью в десятки ватт можно получить в лазерах на углекислом газе с отпаянной трубкой. Длина разрядной трубки такого лазера составляет несколько десятков сантиметров, потребляемая лазером мощность не велика (мене 100 Вт).

Лазеры на углекислом газе находят широкое применение в нелинейной оптике и в лазерных технологических установках. В технологических целях используются также молекулярные лазеры на азоте, генерация в котором наблюдается при возбуждении молекул в сильноточном высоковольтном разряде. Мощности излучения некоторых отечественных молекулярных лазеров следующие: ОКГ-15, $P_{\text{ВЫХ}} = 10$ Вт; ЛГ-22, $P_{\text{ВЫХ}} = 40$ Вт; ЛГИ-21, $P_{\text{ВЫХ}} = 10$ кВт.

3.2.5 Газодинамические лазеры

Газовые лазеры, у которых источниками энергии являются колебательно-возбужденные молекулы, а инверсия населенностей создается путем быстрого расширения предварительно нагретой усиливающей газовой смеси, движущейся со сверхзвуковой скоростью через оптический резонатор, называются *газодинамическими* оптическими квантовыми генераторами. Впервые идею их создания и получение генерации в 1968 г. на волне длиной $\lambda_0 = 10.6$ мкм осуществили А.М. Прохоров и В.К. Конюхов. Активной средой в таких генераторах являются газовые смеси молекул углекислого и угарного газа CO_2 , CO ; азота и окиси азота N_2 , NO_2 ; паров воды H_2O , кислорода O_2 и благородных газов He , Ne , Ar , Kr .

В основном в газодинамических лазерах используют газовую смесь: N_2 (80...90%) объемных долей; CO_2 (5...10%) и пары H_2O (1...2%): молекулярный азот – газ с большим временем колебательной релаксации и колебательное возбуждение N_2 сохраняется даже при высокой температуре $T = (1300...1400)$ К.

Молекулярный углекислый газ CO_2 является вторым компонентом смеси. Молекула CO_2 имеет разрешенный квантовый переход на длине волны $\lambda_0 = 10.6$ мкм и возбужденный колебательный уровень ее 00^01 совпадает с колебательным уровнем молекулы азота. Между ними происходит резонансная передача энергии колебательного возбуждения. Таким образом, энергия колебательного движения молекулы азота является резервом, откуда черпается энергия для лазерного излучения.

Молекула CO_2 имеет малое время колебательной релаксации и населенность ее уровней на пути к оптическому резонатору (рисунок 3.13) близка к равновесной.

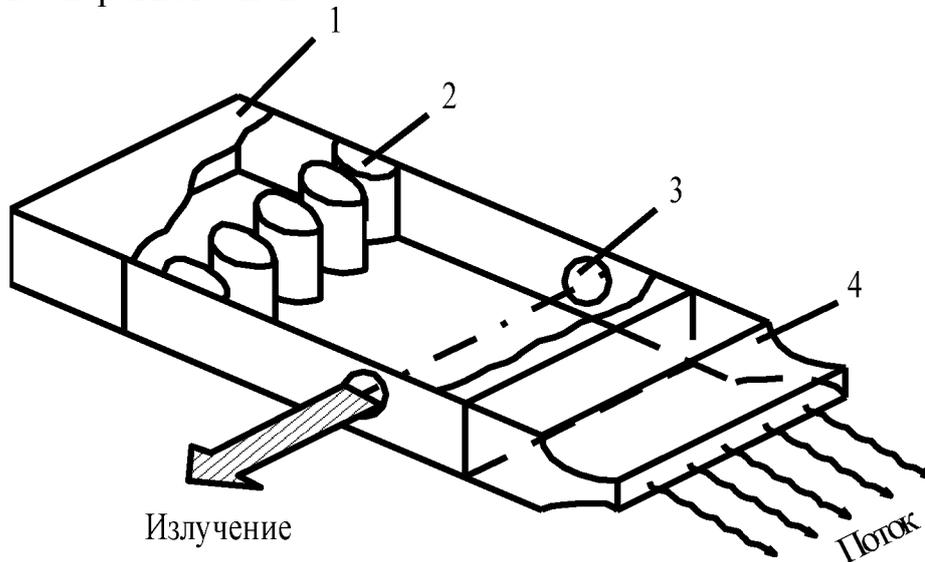


Рисунок 3.13 – Схема конструкции газодинамического лазера:

1 – камера сгорания; 2 – сверхзвуковые сопла; 3 – оптический резонатор; 4 – диффузор.

Только населенность возбужденного уровня 00^01 поддерживается постоянной за счет столкновений с молекулами N_2 . Населенность нижнего уровня молекулы CO_2 10^00 ($E = 1388$ см⁻¹) при температуре сверхзвукового газового потока $T = 300^\circ$ К мала и поэтому в проходящем через оптический резонатор газе имеет место инверсия населенностей.

За время, в течение которого газовая смесь проходит резонатор, каждая молекула CO_2 совершает 3 – 4 цикла: переход из основного состояния на уровень $00^01 \rightarrow$ излучательный переход при столкновении с колебательно-возбужденной молекулой N_2 и релаксационный переход на

основной уровень 10^0 . Пары H_2O сокращают время жизни молекул CO_2 на нижнем энергетическом уровне и ускоряют релаксационный переход в основное состояние. Эту же функцию может выполнить гелий с концентрацией $\sim 40 - 60\%$ при замещении азота.

Для создания инверсии населенности при быстром расширении газа используется способ пропускания смеси углекислого газа с азотом через сверхзвуковое сопло Лавалья.

В камеру такого газодинамического лазера (рисунок 3.13) подается горючее (C_2N_2 или CO) и окислитель (воздух). В результате горения образуется горячая газовая смесь, состоящая из углекислого газа и паров воды. Для обеспечения необходимых пропорций газовой смеси (примерно 10% CO_2 и 1% паров H_2O) и заданной температуры (около 1400 K) в камеру добавляется азот.

Колебательная энергия молекул азота передается в резонансных столкновениях молекулами углекислого газа. Нагретая газовая смесь быстро адиабатически расширяется и через решетку сверхзвуковых сопел поступает в оптический резонатор.

Параметры установки выбирают так, чтобы в резонаторе населенность верхнего колебательного уровня молекул CO_2 соответствовала температуре в камере, а населенность нижнего уровня – температуре газового потока за соплом. Вследствие высокой плотности потока и его высокой скорости истечения, соответствующей числу Маха около четырех, достигается инверсия, обеспечивающая работу лазера с большой выходной мощностью. Молекулы N_2 , проходя через сопло, теряют часть колебательных квантов, а молекулы CO_2 теряют практически всю свою энергию. Эффективность сопла оценивается величиной $\varphi_c \sim 0.5 \dots 0.8$. Это коэффициент полезного действия сопла – относительное количество колебательных квантов на выходе из сопла к количеству квантов на входе.

В диффузоре, куда газ попадает после резонатора, поток замедляется, и давление в нем поднимается выше атмосферного, поэтому выхлоп отработанного газа осуществляется без откачки.

Газодинамические лазеры, рабочую смесь в которых образуют продукты сгорания, обеспечивают мощности излучения, превышающие в непрерывном режиме 100 кВт .

Перспективны импульсные газодинамические лазеры с накачкой взрывом. В таких устройствах взрывчатая смесь газов поджигается электрической искрой. При взрыве в камере сгорания образуется горячая смесь углекислого газа, паров воды и азота, имеющая необходимое давление, и рабочая смесь поступает через сопло в резонатор.

В настоящее время ведется разработка импульсных газодинамических лазеров с накачкой от взрыва твердого горючего.

3.3 Полупроводниковые лазеры

3.3.1 Процессы в полупроводниковом активном веществе

В настоящее время создано большое количество полупроводниковых лазеров различных типов; охлаждаемых и неохлаждаемых с различными схемами возбуждения, на различных материалах: ZnS; ZnO; ZnSe; CdS; CdTe; GaSe; GaTe; GaAs; GaAs_{1-x}Sb_x; Al_{1-x}Ga_xAs; GaSb; PbS; PbSe; PbTe; InSb; InAs_{1-x}Sb_x и т.д. Эти лазеры перекрывают значительный диапазон длин волн от ультрафиолета до дальней инфракрасной области: 0.33; 0.37; 0.46; 0.49; 0.53; 0.59; 0.63...0.9; 0.78; 0.83...0.91; 0.9...1.5; 1.01...1.55; 2.1; 3.1; 3.1...5.4; 3...15; 4.3; 5.2; 6.5; 3,9...8.5; 6; 28; 8...31.2 и т.д. Большим их достоинством являются малые габариты и большой коэффициент полезного действия (около 80%). Полупроводниковые лазеры из-за особенностей энергетической структуры активного вещества существенно отличаются от лазеров других типов.

Специфика процессов генерирования излучения в полупроводниковых лазерах во многом обусловлена системой энергетических уровней полупроводника. В отличие от отдельных атомов и молекул, полупроводниковые кристаллы обладают не узкими энергетическими уровнями, а широкими полосами – зонами энергетических состояний. Разрешенные зоны отделены одна от другой запрещенными зонами (рисунок 3.14).

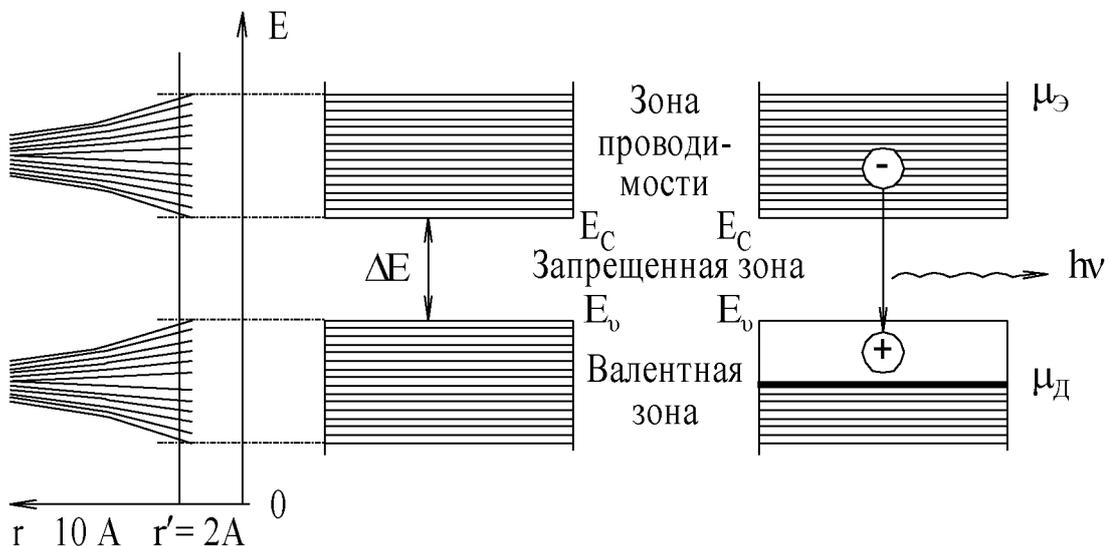


Рисунок 3.14 – Энергетический спектр полупроводникового кристалла.

В полупроводнике, подвергнутом нагреву, облучению или пропусканию тока, электроны валентной зоны, поглощая энергию, сообщаемую извне, приобретают способность преодолевать запрещенную зону и переходить в более высокую энергетическую зону – зону проводимости.

В результате этого образуются пары носителей заряда: электроны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне, что приводит к **электронно-дырочной проводимости**. Возможен, очевидно, и обратный переход электронов из возбужденного атома на более низкий энергетический уровень: из зоны проводимости в валентную зону. В результате такого перехода пары электрон – дырка **рекомбинируют**, то есть при заполнении электронами пустых мест (дырок) в валентной зоне, электрон и дырка исчезают, выделяя избыточную энергию, полученную электронами извне в процессе возбуждения атома. Этот процесс длится примерно $10^{-10} \dots 10^{-12}$ с.

В естественных условиях при отсутствии каких-либо внешних воздействий на полупроводник, электронно-дырочные пары возникают и рекомбинируют в результате теплового движения и спонтанного испускания фотонов, причем в полупроводнике устанавливается тепловое равновесие электронов и дырок. Оно характеризуется некоторым равновесным количеством электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне. Вероятность заполнения электроном любого уровня с энергией E при любой температуре T , как в валентной зоне, так и в зоне проводимости, описывается формулой Ферми-Дирака:

$$f_{F-D}(E) = \left(1 + \exp \frac{e - \mu}{kT} \right)^{-1}.$$

В различных типах полупроводников ширина запрещенной зоны ΔE достигает от 0.001 до 3 эВ.

В состоянии теплового равновесия число электронов в валентной зоне во много раз больше, чем в зоне проводимости. Поэтому при освещении полупроводника поглощение света преобладает над усилением. Для усиления света необходимо создать особые условия, при которых концентрация электронов вблизи дна зоны проводимости E_c была бы больше их концентрации вблизи потолка валентной зоны E_v , то есть $N_c > N_v$. В этих условиях число актов спонтанной и индуцированной рекомбинации будет преобладать над числом актов поглощения и произойдет усиление света. Условие $N_c > N_v$ выполняется при наступлении в полупроводнике так называемого вырождения, то есть такого состояния, при котором все уровни в нижней части зоны проводимости заняты электронами, или в верхней части валентной зоны –

дырками. Наивысший уровень энергии μ_{\ominus} , до которого электроны плотно заполняют зону проводимости, называется уровнем Ферми для электронов. Вероятность заполнения его электронами равна:

$$f_{F-D}(E)_{\ominus} = \left(1 + \exp \frac{e - \mu_{\ominus}}{kT}\right)^{-1}.$$

Чем больше электронов попало в зону проводимости, тем выше расположен уровень Ферми, тем сильнее вырождение электронов в полупроводнике (рисунок 3.14). Подобная же картина наблюдается и для дырок, только в этом случае уровень Ферми для дырок μ_{\oplus} расположен в валентной зоне и с увеличением числа дырок опускается все ниже и ниже. Функция вероятности заполнения уровней дырками имеет вид:

$$f_{F-D}(E)_{\oplus} = 1 - f_{F-D}(E)_{\ominus}.$$

Проведем элементарный анализ вероятности заполнения энергетического уровня электронов μ_{\ominus} и дырок μ_{\oplus} при различных температурах и значениях энергии.

1. При температуре полупроводника $T = 0$ К и $E > \mu_{\ominus}$, $f_{F-D}(E)_{\ominus} = 0$, то есть все состояния энергий $E > \mu_{\ominus}$ свободны.

2. При $T = 0$ К и $E < \mu_{\ominus}$, $f_{F-D}(E)_{\ominus} = 1$. Это означает, что при температуре полупроводника $T = 0$ К все состояния с энергией $E \leq \mu_{\ominus}$ заполнены, а уровни $E \geq \mu_{\oplus}$ – свободны.

3. При $T \neq 0$ К и $E = \mu_{\ominus}$, $f_{F-D}(E)_{\ominus} = 0.5$. Это означает, что при температуре полупроводника $T \neq 0$ К уровень Ферми имеет смысл энергии уровня, вероятность заполнения которого электронами равна 0.5.

Если в полупроводнике одновременно вырождены электроны и дырки, то расстояние между уровнями Ферми для электронов μ_{\ominus} и для дырок μ_{\oplus} больше, чем ширина запрещенной зоны, то есть:

$$\mu_{\ominus} - \mu_{\oplus} > \Delta E. \quad (3.1)$$

Это энергетическое состояние, необходимое для работы полупроводникового лазера, принято называть *инверсией населенностей уровней*.

Электроны из зоны проводимости могут перейти в валентную зону только на свободные уровни, лежащие в интервале от E_{ν} до μ_{\oplus} , так как остальные уровни уже заняты электронами. Электроны из валентной зоны по той же причине практически могут перейти в зоны проводимости

только на уровни, лежащие выше уровня Ферми для электронов $\mu_{\text{э}}$. Таким образом, если оказать на вырожденный полупроводник дополнительное воздействие, энергия которого лежит в интервале $(E_c - E_v) \leq E \leq (\mu_{\text{э}} - \mu_{\text{д}})$, то такой полупроводник будет генерировать кванты излучения (фотоны).

Для получения инверсии в чистом полупроводнике необходимо достичь вырождения электронов и дырок и выполнения условия $\mu_{\text{э}} - \mu_{\text{д}} > \Delta E$. Чем выше температура кристалла, тем труднее это осуществить, так как с повышением температуры электроны и дырки стремятся на более высокие энергетические уровни, плотность заполнения нижних состояний уменьшается, уровни Ферми приближаются к запрещенной зоне. Поэтому все полупроводниковые лазеры легче возбуждать при низких температурах.

Существующие в настоящее время полупроводниковые лазеры созданы на основе кристаллов с прямыми переходами. Несмотря на некоторые успехи в получении индуцированного излучения в кристаллах с непрямыми переходами GaP, SiC, Ge, Si и т.д., лазер достаточно мощного излучения создать на них, к сожалению, не удалось. Лазеры с прямыми переходами отличаются друг от друга лишь способами создания инверсии населенностей, то есть способами реализации условия (3.1).

Классифицируя по этому признаку, их можно разбить на четыре основные группы: лазеры на p-n переходе (инжекционные лазеры); лазеры с электронным возбуждением; лазеры с оптической накачкой и, наконец, лазеры с прямым электрическим возбуждением (лавинный пробой) – рисунок 3.15.

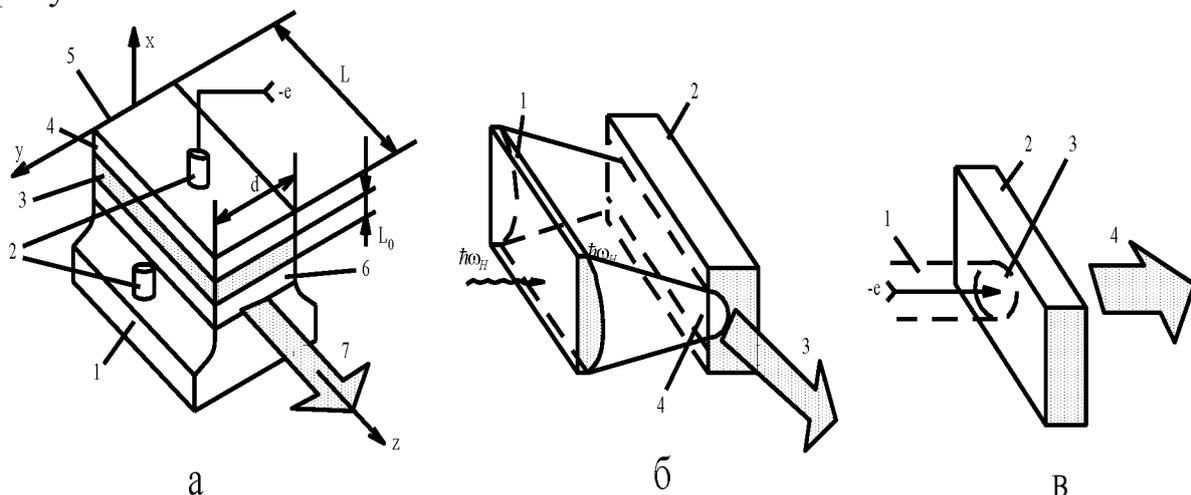


Рисунок 3.15 – Основные схемы и методы возбуждения полупроводниковых лазеров.

На рисунке 3.15 изображено: **а** – инжекционные полупроводниковые диоды с контактами, широким резонатором и полосковой мезаструктурой (1 – молибденовая золоченая подножка; 2 – электрические контакты

инжекции носителей; 3 – p-n переход полупроводника; 4 – полупроводник p-типа; 5 – полированные грани; 6 – полупроводник n-типа; 7 – излучение); **б** – полупроводниковый лазер с оптической накачкой (1 – цилиндрическая линза; 2 – кристалл; 3 – излучение; 4 – область возбуждения); **в** – полупроводниковый лазер с электронной накачкой с продольной конфигурацией (1 – пучок быстрых электронов; 2 – кристалл; 3 – возбужденная область; 4 – излучение).

Наиболее распространенными в настоящее время являются *инжекционные полупроводниковые лазеры*, в которых при пропускании тока в прямом направлении через p-n переход имеет место инжекция неравновесных носителей. Существуют так называемые *гомоструктурные* и *гетероструктурные* инжекционные лазеры. В первых лазерах для создания p-n перехода используется один, а во вторых – несколько полупроводников.

3.3.2 Принцип действия и конструкция инжекционного лазера

В чистых беспримесных полупроводниковых материалах получить одновременное вырождение электронов и дырок практически невозможно. Если ввести в кристалл определенные примеси, легко отдающие электроны – *доноры*, которые создают уровни в запрещенной зоне вблизи дна зоны проводимости E_c , то можно создать полупроводники n-типа. Так же можно создать полупроводники p-типа, атомы которых легко принимают электроны – *акцепторы*, образующие энергетические уровни вблизи верхнего края валентной зоны E_v . В примесных полупроводниках p-типа и n-типа увеличением степени легирования довольно просто получить вырождение электронов либо дырок. Место соединения полупроводников p- и n-типа является электронно-дырочным p-n переходом, который характеризуется *потенциальным барьером*. В условиях равновесия уровни Ферми в p и n областях p-n перехода совпадают. Электроны и дырки будут рекомбинировать, излучая фотоны только в первый момент соединения, и через малое время (10^{-8} с) процесс излучения прекратится, так как носители заряда перераспределятся и перейдут в новое равновесное состояние и уровни Ферми в p и n областях будут совмещены.

Все может качественно измениться, если к p-n переходу приложить внешнее напряжение U_0 , которое снизит потенциальный барьер и приведет к инжекции, то есть впрыскиванию электронов из n-области и дырок из p-области в область электронно-дырочного перехода (рисунок 3.16).

При этом уровень Ферми для электронов μ_n в области p-n перехода окажется выше дна зоны проводимости E_c , а уровень Ферми для дырок в этой же области полупроводника окажется ниже потолка валентной зоны E_v . Следовательно, получим одновременно в одной и той же области

р-n перехода вырождение электронов и дырок, то есть выполним условие инверсии населенностей $\mu_{\ominus} - \mu_{\oplus} > \Delta E$.

Условие инверсии в р-n переходе выполняется с тем большим запасом, чем выше электрическое поле в переходе, то есть чем больший ток протекает через этот переход.

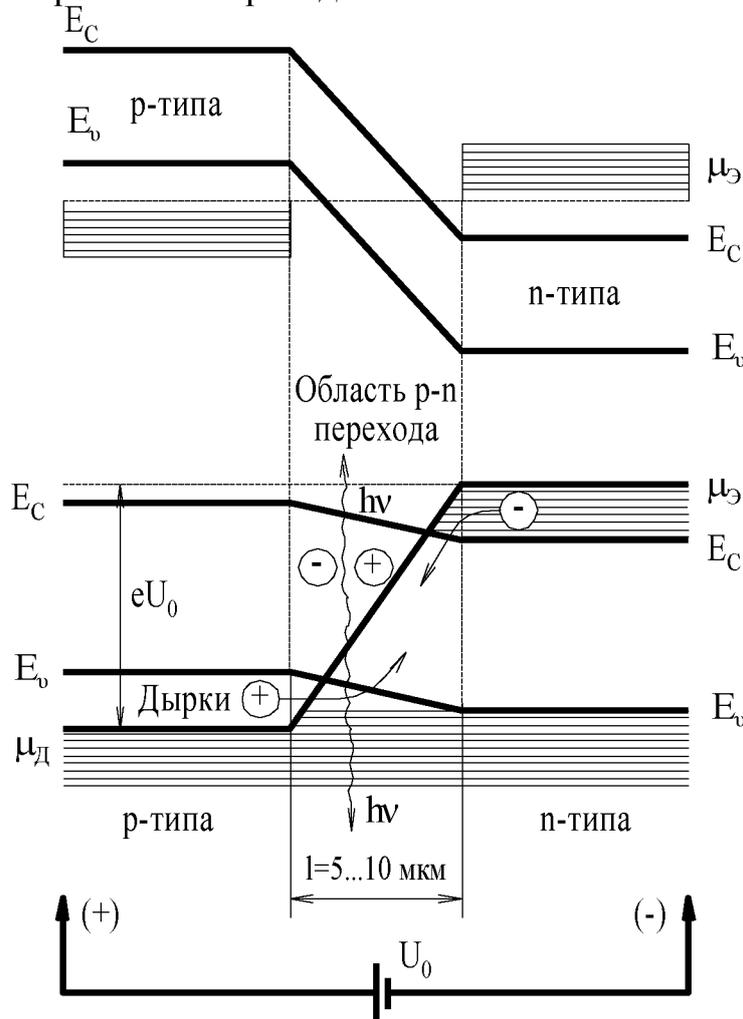


Рисунок 3.16 – Энергетическая схема р-n перехода вырожденного полупроводника GaAs до и после включения источника напряжения U_0 в прямом направлении.

Минимальный ток, при котором усиление излучения за счет вынужденных переходов равно его потерям в кристалле полупроводника, называется **пороговым током**. Для получения генерации нужна положительная обратная связь, которая обычно осуществляется за счет отражения от граней самого полупроводникового кристалла (рисунок 3.17), либо за счет специальным образом сколотых граней кристалла и внешних зеркал.

Учитывая условия инверсии населенностей и линейную зависимость коэффициента усиления плотности тока j , текущего в прямом

направлении через р-п переход, для порогового значения плотности тока получаем следующую зависимость:

$$j_{\text{пор}} = \frac{\beta_{\Sigma} + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{r}}{G}.$$

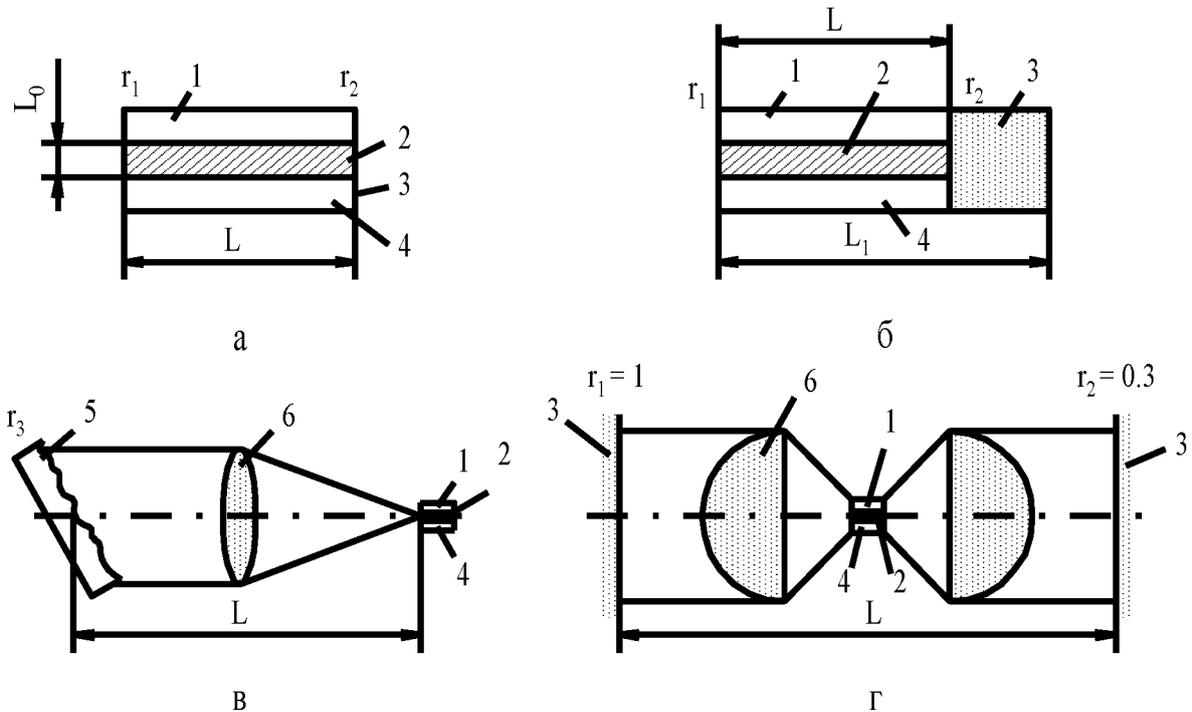


Рисунок 3.17 – Схемы типовых резонаторов полупроводниковых лазеров: а, б – с внутренними зеркалами обычный и составной соответственно; в, г – селективные с внешними зеркалами и дифракционной решеткой (1 – кристалл р-типа; 2 – р-п переход; 3 – полированная грань; 4 – кристалл n-типа; 5 – дифракционная решетка; 6 – линзы; r_1, r_2, r_3 – коэффициенты отражения; L – длина резонатора).

Параметры β_{Σ} и G определяются экспериментально при измерении $j_{\text{пор}}$ как функции величин $1/L$ или $\ln 1/r$, где L – длина кристалла; r – коэффициент отражения от грани кристалла. Коэффициент усиления $G = \frac{B\eta_0\Gamma}{L}$ зависит от температуры и степени легирования активной области B , от внутреннего квантового выхода η_0 , от степени оптического ограничения Γ , равной доле потока излучения, заключенного в пределах активного слоя, и от толщины активного слоя L_0 .

Наиболее высокий коэффициент полезного действия (50...80%) можно получить от инжекционных лазеров. От лазеров с электронным

возбуждением можно получить коэффициент полезного действия 20...30%. Наибольшую мощность (порядка киловатт) получают в импульсном режиме генерации. В этом случае основным фактором, ограничивающим мощность, является разрушение зеркал резонатора. Это разрушение происходит обычно при достижении некоторой критической удельной мощности, которая для эпитаксиальных p-n переходов в GaAs составляет в расчете на единицу ширины диода около $8 \cdot 10^4$ Вт/м. При работе вблизи критического значения выходной мощности срок службы лазера резко сокращается – это так называемое явление катастрофической деградации. Если же работать при оптимальных режимах накачки, то срок службы лазера составляет тысячи часов.

Вкратце опишем конструкцию инжекционного лазера. Активным веществом лазера является кристалл GaAs (1) n-типа и p-типа (3) серого цвета, кубической формы (рисунок 3.18, а).

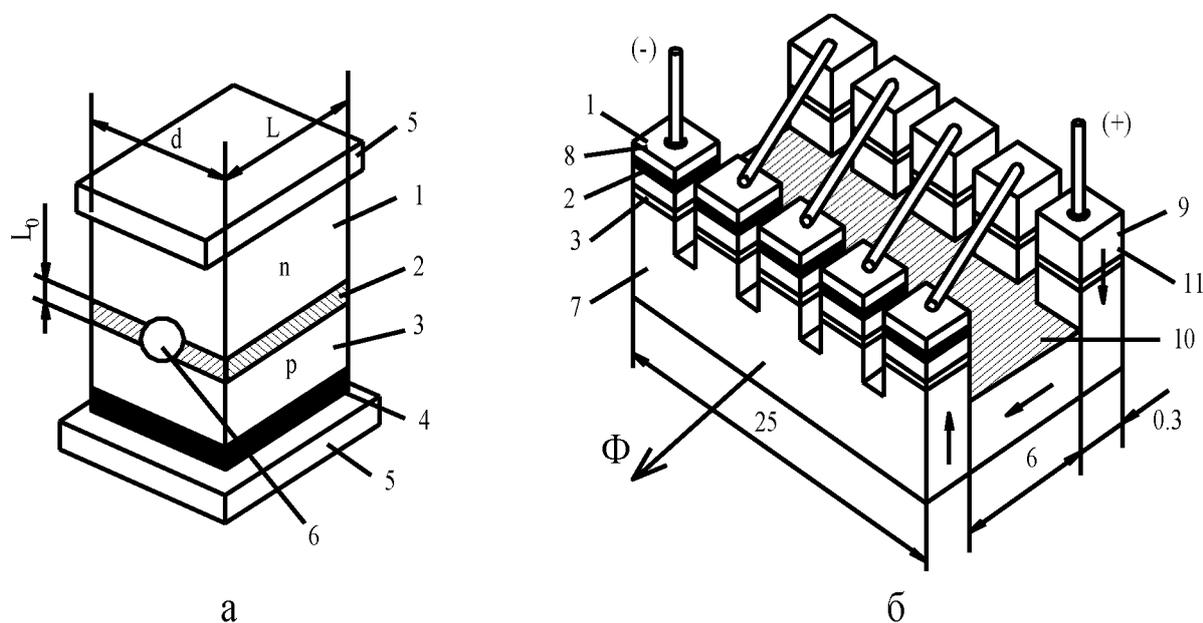


Рисунок 3.18 – Схема конструкции инжекционного полупроводникового лазера (а) и матрицы лазерных диодов (б):

1, 3 – полупроводники n- и p-типа; 2 – p-n переход; 4 – омический контакт; 5 – теплопроводящая плата; 6 – полусферическая лунка для концентрации излучения; 7 – металлизированная подложка; 8 – полоска GaAs – $Al_xGa_{1-x}As$; 9 – медная полоска; 10 – металлизация; 11 – отражающее покрытие.

В арсениде галлия p-n переход (2) обычно создается путем диффузии акцепторных примесей (обычно Zn или Cd, Mn, Na, Cu) в материал, легированный донорными примесями (обычно Te или Se). Полупроводник n-типа легируют Te до концентрации $(1...2) \cdot 10^{18}$ см⁻³. Глубина залегания перехода составляет (2...100) мкм в зависимости от времени и

температуры диффузионного отжига. Этот переход расположен примерно посередине между гранями, к которым подводится электрическое напряжение. Области р и n имеют концентрации, при которых состояния электронов и дырок близки к вырождению (10^{20} см^{-3}). Чтобы обеспечить хороший контакт с n-областью, кристалл GaAs припаивается к молибденовой плате (5), покрытой слоем золота. На поверхность р-области нанесен сплав золота с серебром. Подвод тока и отвод тепла от кристалла обеспечивается специальным устройством – кристаллодержателем.

Две боковые грани кристалла параллельные и представляют собой отражатели оптического резонатора (6; 11), длина которого составляет $h \approx (0.01 \dots 2)$ мкм. За счет большого показателя преломления $n = 2.4 \dots 3.6$ для диапазона длин волн $\lambda_0 = 2.9 \dots 0.8$ мкм получается значительный (20...40)% коэффициент отражения на границе GaAs кристалл – воздух. Полированные грани, образующие оптический резонатор, обеспечивают положительную обратную связь, необходимую для генерации излучения. Если уменьшить коэффициент отражения путем нанесения на поверхность граней $\frac{1}{4}\lambda$ диэлектрических покрытий, то кристалл будет работать как активный элемент усилителя индуцированного излучения. Резонаторы по отношению к активному веществу могут быть с внутренними и с внешними зеркалами (см. рисунок 3.17).

Накачка осуществляется либо постоянным, либо импульсным током длительностью от нескольких микросекунд до нескольких десятых долей микросекунд. Частота повторения импульсов может составлять сотни килогерц. Когда величина тока достигает примерно 100 А (при 77 К) происходит резкое увеличение интенсивности излучения. При $T = 4.2$ К такое увеличение происходит при $i = 6$ А. Соответственно плотности тока составляют порядка 10^4 А/см^2 ($T = 77$ К) и 600 А/см^2 ($T = 4.2$ К).

Дифракционные свойства излучения таковы, что излучающую грань лазера можно рассматривать как щель, являющуюся источником когерентного излучения. Расходимость пучка излучения в вертикальной и горизонтальной плоскостях равна соответственно 6° и 1° . Эти значения очень близки к дифракционным пределам, если принять толщину р-п перехода около 20 мкм, а ширину – около 0.1 мм. Фактический размер активной области в вертикальном направлении равен примерно 1 мкм, а эффективная ширина излучающей области составляет около 10 мкм. Другие характеристики лазера также сильно зависят от температуры. Так, например, при изменении температур от 4.2 до 125 К величина порогового тока увеличивается в 25 раз. При более высоких температурах изменение плотности тока пропорционально T^3 . При комнатных температурах плотность порогового тока достигает 10^5 А/см^2 . Значения плотности порогового тока зависят от степени легирования полупроводника.

Площадь излучающей поверхности кристалла полупроводника составляет (0.02×0.1) мм². При питании постоянным током и глубоком охлаждении $T \approx 4$ К такой кристалл непрерывно излучает ~ 12 Вт. Увеличение температуры кристалла приводит к увеличению концентрации неравновесных носителей заряда в 30 раз и они проникают в область р-п перехода на глубину 1...20 мкм. Предельная величина импульсной мощности определяется стойкостью излучающей поверхности полупроводника к его собственному излучению.

Критическая плотность мощности излучения $(2...4) \cdot 10^6$ Вт/см². При температуре кристалла $T = 300$ К выходная мощность равна около 600 Вт; частота генерации около 1 кГц, длительность импульса около 100...200 нс. Вообще частота генерации индуцированного излучения может быть увеличена до 100 кГц.

Для увеличения выходной энергии лазерные диоды конструктивно оформляют в виде матрицы (рисунок 3.18, б). Типичные характеристики ее при $T = 300$ К следующие: импульсная мощность $P_{\text{ВЫХ}} \sim 0.5...1$ кВт, расходимость излучения $\gamma = (4...6)^\circ$ в плоскости р-п перехода и $\gamma = (10...20)^\circ$ в перпендикулярной плоскости. Длина волны $\lambda \cong (0.84...0.89)$ мкм. Градиент длины волны составляет $\frac{d\lambda}{dT} = 1.2...1.5 \text{ \AA}/\text{градус}$.

Итак, чтобы получить полупроводниковый инжекционный лазер, необходимо:

- 1) путем последовательного легирования вырастить кристалл с р-п переходом;
- 2) снизить потенциальный барьер путем инжекции носителей заряда, то есть получить инверсию населенностей $\mu_{\text{э}} - \mu_{\text{д}} > \Delta E$;
- 3) разработать конструкцию и технологию полупроводникового лазера;
- 4) обеспечить положительную обратную связь, создав резонатор из полированных граней кристалла;
- 5) выбрать схему и спроектировать систему накачки.

3.3.3 Гетеропереходы и гетеролазеры

Существенными недостатками гомоструктурных инжекционных лазеров являются большие плотности порогового тока $(10...100) \cdot 10^3$ А/см² и сравнительно малый коэффициент полезного действия (1...3)%. Потенциальные возможности полупроводниковых лазеров в данном случае далеко не исчерпываются. Причины этого кроются в том, что часть тока инжекции носителей в гомоструктурах растекается в прилегающих к р-п переходу областях, где коэффициент поглощения выше, чем в области перехода. Значительная часть электронов проскакивает сквозь р-п

переход и не участвует в рекомбинации. Практически энергии фотонов излучения получается меньше вследствие взаимодействия носителей друг с другом, с кристаллической решеткой и примесями, с *экситонами* (элементарными электрически нейтральными возбуждениями в полупроводниках и диэлектриках, связанными с образованием пары электрон-дырка) и т.д. Только малая часть носителей непосредственно участвует в создании индуцированного излучения. Увеличение коэффициента полезного действия полупроводникового лазера достигается использованием *гетеропереходов*.

За фундаментальные исследования гетеропереходов в полупроводниках и создание серии приборов на гетероструктурах – многослойных твердых растворах полупроводников советским ученым Ж.И.Алферову, В.А.Андрееву, Д.З.Гарбузову, В.И.Королькову, Д.Н.Третьякову, В.И.Швейкину в 1972 году была присуждена Ленинская премия СССР. За цикл работ в области лазеров на основе гетеропереходов в 2000 году Ж.И.Алферову была присуждена Нобелевская премия по физике. Предложение об использовании гетеропереходов и реализация гетероструктурного полупроводникового лазера стала возможной благодаря освоению эпитаксиальной технологии выращивания многослойных структур на основе твердых растворов.

Для улучшения характеристик инжекционных лазеров применяются гетероструктуры, в которых используются несколько гетеропереходов и р-п переходов. Так, основным эффект гетеропереходов, состоящий в резком снижении порога генерации при комнатной температуре, достигнут с помощью так называемой двухсторонней гетероструктуры типа n (Al, Ga) As – pGaAs – p(Al, Ga) As. Плотность порогового тока при комнатной температуре для этой системы не превышает 10^3 А/см². Благодаря этому удалось впервые получить непрерывную генерацию в инжекционных лазерах при комнатной температуре.

Успешно применяется в полупроводниковых лазерах и другая аналогичная гетероструктура (In, Ga) (As, P). Например, в твердом растворе $Ga_xIn_{1-x}P_{1-y}As_y$ индексы x и y подобраны таким образом, что влияние Ga и As на период решетки взаимно скомпенсировано.

Рассмотрим типы гетероструктур (рисунок 3.19). Существуют структуры с одним гетеропереходом: 1 – инжектирующий р-п гетеропереход; 2 – односторонняя гетероструктура (ОГС) с гетеропереходом, ограничивающим диффузию инжектированных носителей тока (электронное ограничение) и структуры с двумя гетеропереходами 3, 4. ОГС является комбинацией р-п перехода и гетероперехода р-р типа, расположенного близи р-п перехода на расстоянии, меньшем длины диффузии инжектируемых носителей. ОГС создаются эпитаксиальным наращиванием легированных слоев на подложках с противоположным типом проводимости и с последующей

диффузией примесей в подложку для получения р-п перехода. Двухсторонняя гетероструктура (ДГС), в которой объединены преимущества первых двух вариантов и, кроме того, использовано оптическое ограничение; 4 - модифицированная двухсторонняя гетероструктура с расширенным оптическим волноводом.

Например, в ОГС на GaAs на подложку с электронной проводимостью наращивается слой $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с более широкой запрещенной зоной ΔE , чем GaAs. На границе этих материалов образуется р – р гетеропереход, потенциальный барьер которого препятствует растеканию инжектированных в GaAs электронов и ограничивает объем активной области, приводя к так называемому эффекту электронного ограничения. Это снижает пороговую плотность тока до $(5-10) \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2$ при $T = 300 \text{ K}$.

По этой технологии получены гетероструктуры на $\text{GaAsAl}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x$, Te. В общем случае в гетеропереходе имеется скачок ширины запрещенной зоны ΔE , который является суммой разрывов $\Delta E = \Delta E_C + \Delta E_V$ в положении краев зоны проводимости ΔE_C и валентной зоны ΔE_V .

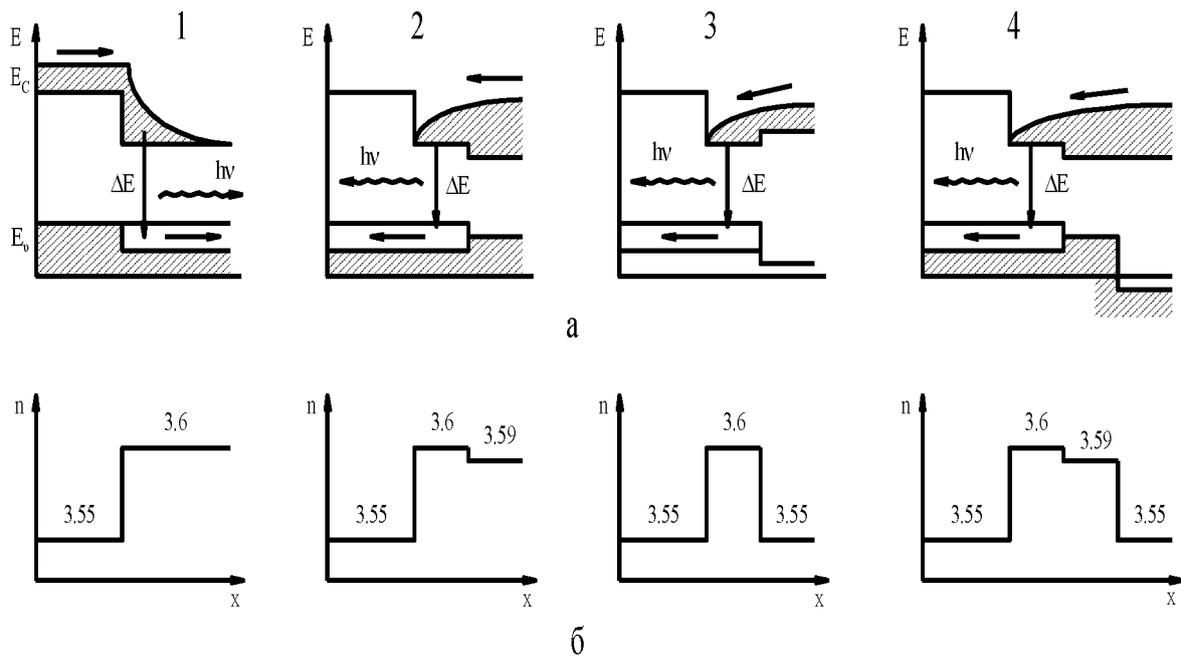


Рисунок 3.19 – Схемы и характеристики гетеропереходов и гетероструктур полупроводниковых лазеров:

а – зонные энергетические диаграммы при прямых переходах (стрелками указано направление движения электронов); **б** – зависимость показателя преломления n от координаты x активного слоя. Заштрихованные области – зоны вероятного нахождения электронов.

Величины ΔE_C и ΔE_V определяются данной парой полупроводников и не зависят в определенных пределах от смещения на гетеропереходе, от

типа проводимости легирования. Так, например, для гетеропереходов GaAs – GaP и (Al, Ga) As – GaAs имеем соответственно $\Delta E_c = 0.67$ эВ и не более 0.76 эВ, $\Delta E_v = 0.15$ эВ, и около 0 эВ. Наличие ΔE_c и ΔE_v приводит к возникновению дополнительных потенциальных барьеров в р-п и п-р гетеропереходах, а именно: барьер для основных носителей тока широкозонного полупроводника оказывается на величину ΔE меньше, чем барьер для основных носителей тока узкозонного полупроводника. При условии, что $\Delta E_c > 0$ и $\Delta E_v > 0$ это обстоятельство служит гарантией односторонней инжекции из широкозонного эмиттера в узкозонную базу полупроводникового диода.

Из рисунка 3.19 также следует, что в гетеропереходе потенциальный барьер для инжекции из широкозонного материала уменьшен по сравнению с гомопереходом на величину разрыва соответствующего края зоны. Таким образом, при наложении разности потенциалов на гетеропереход в прямом направлении потенциальный барьер снижается раньше, чем для гомоперехода. Так, например, для электронов в р-п гетеропереходе барьер снижается, когда внешнее напряжение V_0 при прямом смещении меньше контактной разности потенциалов V_c на величину $\frac{\Delta E_c}{e}$ – возникает своего рода *сверхинжекция*. Благодаря этому можно создать концентрацию избыточных носителей тока, во много раз превышающую равновесную концентрацию этих же носителей тока в эмиттере. Для р-п гетероперехода максимально достижимая концентрация в невырожденном случае увеличивается в $\exp\left(\frac{\Delta E_c}{kT}\right)$ раз, для п-р гетероперехода – в $\exp\left(\frac{\Delta E_v}{kT}\right)$ раз. В частности, экспериментально доказано, что сверхинжекцию можно использовать для получения инверсии в невырожденных р-п переходах, когда энергия поглощения носителей равна

$$E_{\text{полг}} = P_{vc} \bar{N}_v \bar{P}_c h\nu.$$

Рассмотрим понятие «*гетеролазер*». К гетероструктурным лазерам относятся полупроводниковые лазеры, в которых используются оптические переходы с участием свободных носителей в многослойных сложных кристаллических структурах с оптическим ограничением света и электронным ограничением диффузионного растекания инжектируемых носителей тока.

Двухсторонние ограничения (ДГС) снижают $j_{\text{пор}} \leq 1 \cdot 10^3$ А/см² путем эффектов электронного и оптического ограничения. В ДГС активная область находится между двумя гетеропереходами: один инжектирующий,

другой ограничивающий диффузионное растекание носителей, например, в ДГС на твердом растворе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ гетероструктура:

$$\begin{array}{l} p\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} \quad \Delta E \cong 1.8 \text{ эВ}; \quad p\text{Ga}_x\text{As} \quad \Delta E \cong 1.4 \text{ эВ}; \\ n\text{As}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} \quad \Delta E \cong 1.8 \text{ эВ}. \end{array}$$

Дополнительное уменьшение порогового тока в ДГС получается из-за наличия в ней оптического волновода с коэффициентом распределенных оптических потерь $\beta_\Sigma \sim (5 \dots 15) \text{ см}^{-1}$ и усилением $G_T \sim 0.01 \text{ см/А}$ при $T = 300 \text{ К}$.

При фиксированной толщине активного слоя l_0 за счет оптического $\Gamma = 1$ и электронного ограничения в ДГС по сравнению с диффузионным p-n переходом получается выигрыш почти на два порядка по коэффициенту усиления ($G_T \sim 3 \text{ см/А}$) и в два – три раза уменьшается уровень потерь $\beta_\Sigma = (2 \dots 5) \text{ см}^{-1}$. В ОГС, где осуществляется только электронное ограничение, существенно повышается лишь коэффициент усиления ($G_T \sim 0.3 \dots 0.6 \text{ см/А}$) практически при том же уровне потерь $\beta_\Sigma = (2 \dots 4) \text{ см}^{-1}$.

На рисунке 3.20, а показан пример энергетических зон гетеролазера с двойным гетеропереходом, созданным из двух веществ: арсенида галлия и GaAlAs (арсенида галлия с примесью алюминия). Такие два вещества имеют различные показатели преломления и ширину запрещенной зоны, что эффективно ограничивает инжекцию возбуждения и излучения света областью перехода. Другими словами, скачок показателя преломления обеспечивает отражение генерируемого света опять в область перехода. А разница в размерах запрещенной зоны ΔE удерживает носители в этой области.

В данном случае ДГС состоит из трех компонентов: полупроводник p-типа из GaAs находится между компонентами p+ и n-типа из $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Эту двойную гетероструктуру помещают на подложке из GaAs с электронной проводимостью, сверху на электрическом контакте устанавливают шайбу из GaAs с дырочной проводимостью. (n – p) гетеропереход мешает дыркам перемещаться в область n-типа, что не позволяет также электронам инжектировать в область перехода. В (p – p+) гетеропереходе из-за увеличения ширины запрещенной зоны ΔE создается потенциальный барьер, который отражает инжектируемые электроны и ограничивает рекомбинационное излучение областью перехода. Пороговая плотность тока в такой гетероструктуре уменьшается до $j \sim 2 \cdot 10^3 \text{ А/см}^2$, что приблизительно в 20 раз меньше, чем в гомолазерах. При температуре 300 К такие гетеролазеры имеют мощность около (5...7) мВт на длине волны $\lambda = 0.82 \text{ мкм}$ с пороговым током возбуждения до 300 мА.

Эффективность инжекционных лазеров как в импульсном, так и в непрерывном режимах работы ограничивается, главным образом, тепловыми воздействиями – условиями нагрева самого активного

вещества и теплоотвода. При пропускании через р – n переход тока кристалл постепенно нагревается. Вместе с ростом температуры возрастает и величина порогового тока. Анализ теплофизических процессов аналогичен соответствующим процессам для активных веществ твердотельных импульсных лазеров. Кристалл в основном нагревается в результате потерь мощности при безызлучательной рекомбинации электронно-дырочных пар $P_{PEK} = IU_0(I - \eta_B)$ и омического нагрева при протекании через полупроводник тока инжекции $P_{OM} = I^2 R$. Возникающее тепло распространяется в активном слое р-n перехода в

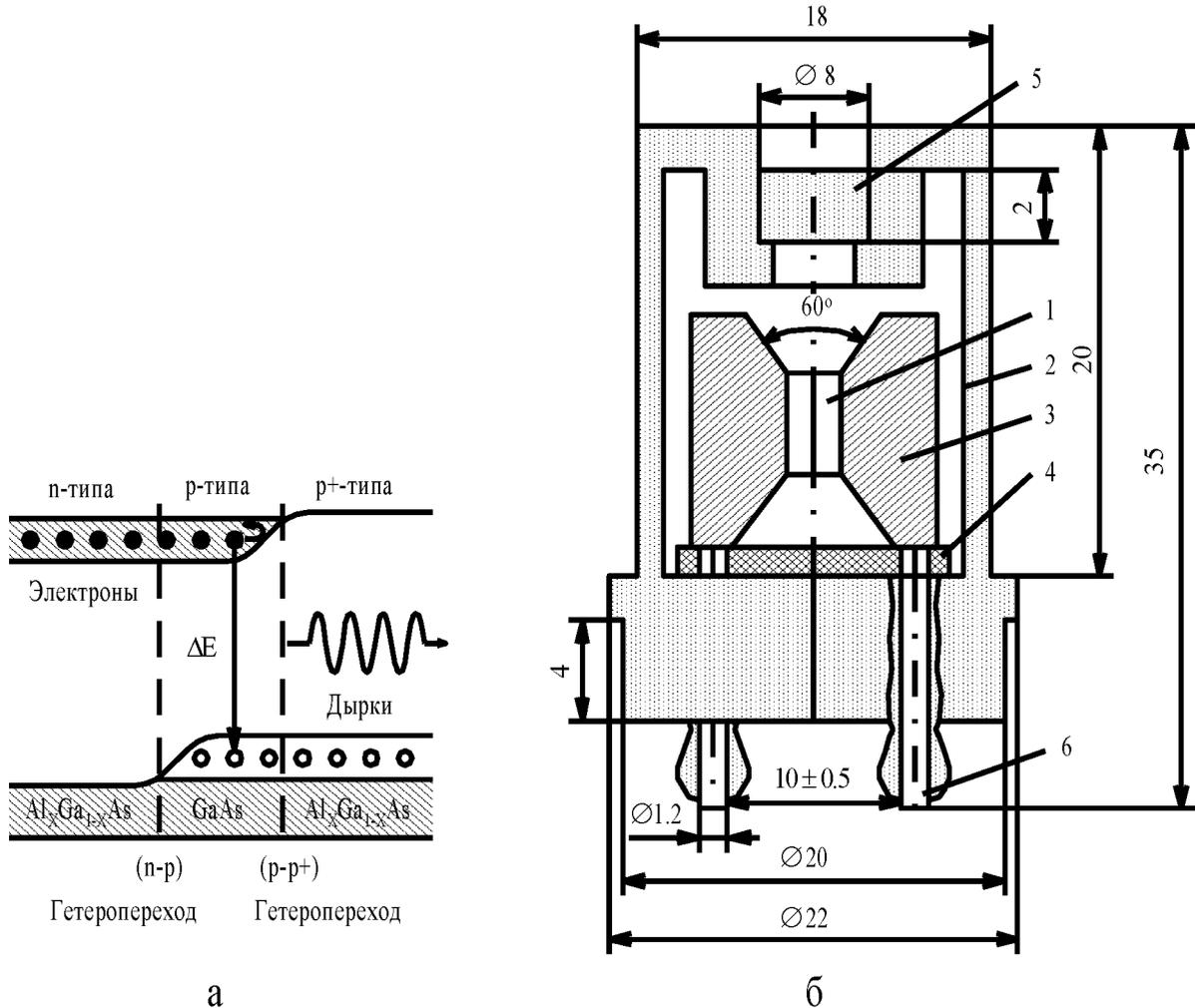


Рисунок 3.20 – Схема энергетических зон (а) и конструкции полупроводникового лазерного диода (б): 1 – кристалл; 2 – корпус; 3 – держатель; 4 – фланец; 5 – окно; 6 – выводы.

соответствии с моделью переноса тепла, математически описываемой уравнением теплопроводности:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial l^2} + \frac{1}{l} \cdot \frac{\partial T}{\partial l} = \frac{1}{a} \cdot \frac{\partial T}{\partial t}.$$

К достоинствам полупроводниковых инжекционных гетеролазеров можно отнести: малые размеры, прямое превращение энергии электрического тока в когерентное излучение, возможность генерации непрерывного и импульсного индуцированного излучения, высокий коэффициент полезного действия, значительную удельную мощность с единицы объема неохлаждаемого активного вещества и, наконец, простоту модуляции излучения в широкой полосе частот методом внутренней модуляции тока инжекции лазерного диода (рисунок 3.20).

3.3.4 Пленочные полупроводниковые лазеры

Большие надежды возлагаются на электронное возбуждение, при котором инверсия населенностей создается в процессе воздействия на полупроводник потока электронов высокой энергии (десятки и сотни килоэлектронвольт). Электроны, проникая в глубь кристалла на сотни микрометров, ионизируют на своем пути атомы решетки. Возбуждаемые при этом электроны валентной зоны переходят в основном на высокие уровни зоны проводимости, так что их энергия существенно превосходит энергию запрещенной зоны E_g . Эти электроны, в свою очередь, ионизируют атомы решетки – возникает лавина, ослабевающая при удалении от бомбардируемой поверхности в глубь полупроводника.

При таком механизме возбуждения свободных носителей значительная часть энергии расходуется на электрон-фотонные взаимодействия, вызывая разогрев кристалла. Оценки показывают, что энергия, в среднем расходуемая на создание одного возбужденного электрона, близка к $3E_g$. Это в конечном счете предопределяет теоретически предельное значение коэффициента преобразования энергии электронного луча в лазерное излучение, близкое к 30...40%.

Конструктивно полупроводниковый лазер с электронным возбуждением выполняется в виде электронно-лучевой трубки (рабочее напряжение несколько десятков киловольт), в которую в качестве экрана-мишени помещается полупроводник. По характеру взаимной ориентации направления электронного луча и оси оптического резонатора различают полупроводниковые лазеры с поперечной и продольной накачкой (рисунок 3.21). Лазерный эффект при бомбардировке быстрыми электронами наблюдается в очень многих полупроводниках: технически реализованы лазеры зеленого цвета свечения (CdS, $\lambda \approx 0.51$ мкм), получен интенсивный красный свет (CdSe, $\lambda \approx 0.67$ мкм) и голубой (ZnSe, $\lambda = 0.46$ мкм). В ближней инфракрасной области спектра перспективны материалы GaAs и CdTe.

По сравнению с инжекционной накачкой использование возбуждения электронным лучом имеет следующие основные достоинства:

– высокие мощности излучения (непрерывные и особенно импульсные), обусловленные тем, что благодаря глубокому проникновению быстрых электронов возбуждается значительная толщина кристалла (в $10^2 \dots 10^3$ раз больше, чем, например, в ДГС-лазере);

– возможность использования более широкого ряда полупроводниковых материалов, в том числе соединений типа $A^{II}B^{VI}$,

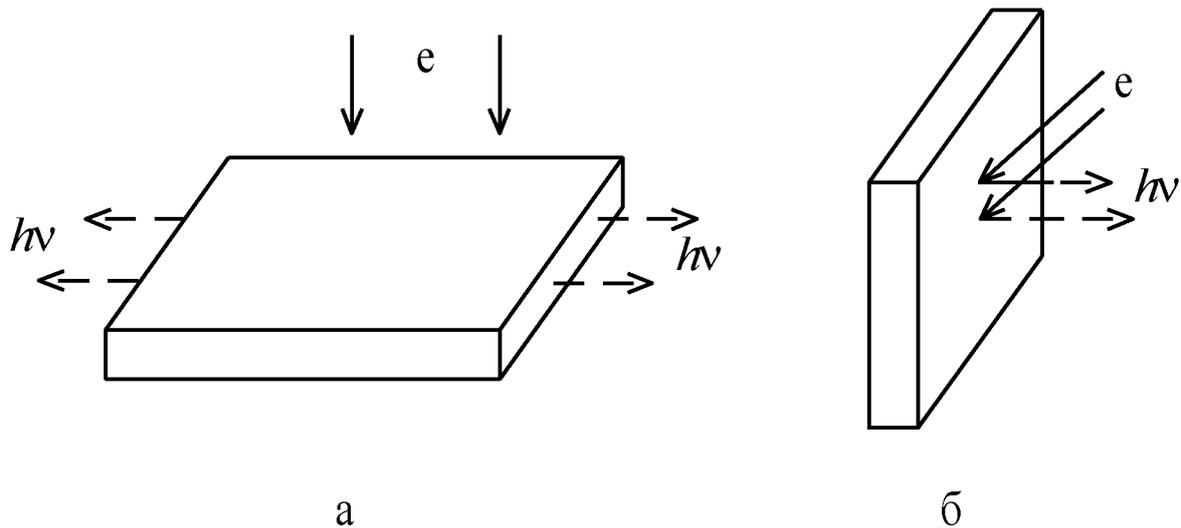


Рисунок 3.21 – Облучение полупроводникового кристалла в лазере с электронным возбуждением с поперечной (а) и продольной (б) накачкой.

обусловленная тем, что в этом виде полупроводникового лазера нет необходимости в р-п переходе;

– использование таких достоинств электронного луча («переходящих» на лазерный луч), как простота двухкоординатного сканирования и высокоскоростная (до $\sim 10^{-11}$ с) модуляция;

– возможность управляемой перестройки длины волны излучения, многоцветность, базирующаяся на использовании в качестве мишени варизонного полупроводника (полупроводника, у которого вследствие плавного изменения состава ширина запрещенной зоны неодинакова по площади кристалла).

Высокая эффективность использования энергии электронного луча и особенно низкая угловая расходимость лазерного излучения (единицы градусов) выгодно отличают такие полупроводниковые лазеры от источников спонтанного излучения.

При создании систем проекционного широкоформатного цветного телевидения (с площадью экрана ~ 10 м²) – основной области применения полупроводниковых лазеров с электронным возбуждением – удастся

получить в десятки раз большую яркость, чем на электронно-лучевых трубках с катодолюминофорными мишенями.

Недостатки лазеров с электронным возбуждением следующие: необходимость вакуумируемого объема, значительные габариты, невысокая эффективность (из-за двойного преобразования энергии общий коэффициент полезного действия не превышает 1%), сложность и громоздкость систем питания (их объем и масса в десятки раз превышают объем лазерной трубки).

Указанные недостатки лазеров с электронным возбуждением не позволяют им встать в один ряд с инжекционными полупроводниковыми лазерами.

Вопросы и задания для самопроверки

1. Нарисуйте и поясните модель твердотельного импульсного лазера.
2. Назовите условия, необходимые для получения индуцированного излучения.
3. Для чего предназначены активное вещество, резонатор и система накачки в лазере?
4. Какие материалы используются в виде активного вещества твердотельных лазеров?
5. Поясните принцип действия лазера на твердом теле.
6. Поясните трехуровневую систему накачки активного вещества в твердотельном лазере.
7. Охарактеризуйте основные свойства рубина – активного вещества твердотельного лазера с трехуровневой системой накачки.
8. Поясните четырехуровневую систему накачки активного вещества в твердотельном лазере.
9. Чем объясняется малый коэффициент полезного действия твердотельных лазеров?
10. Какие материалы используются в лазерах с четырехуровневой системой накачки?
11. Охарактеризуйте элементы оптической накачки лазерных систем: лампы накачки, накопительные конденсаторы, схемы источников электропитания импульсных ламп.
12. Для чего служат системы охлаждения и термостабилизации активного вещества лазеров?
13. Поясните принцип действия системы глубокого охлаждения (криостата).
14. Поясните принцип действия замкнутой системы охлаждения.
15. Поясните принцип действия вихревого воздухоохладителя.

16. Поясните принцип действия полупроводниковой системы охлаждения и термостабилизации.
17. Назовите основные типы газовых лазеров.
18. От чего зависит длина волны излучения газовых лазеров?
19. Поясните принцип действия лазера на нейтральных атомах гелий-неоновой смеси.
20. В чем смысл резонансной передачи энергии в газовых лазерах во время возбуждения активного вещества?
21. Поясните принцип действия ионного аргонового лазера.
22. Поясните конструктивные особенности ионного аргонового лазера.
23. Поясните принцип действия молекулярного CO_2 лазера.
24. Поясните причины большого коэффициента полезного действия CO_2 лазера.
25. Поясните принцип действия газодинамического лазера.
26. Поясните основные процессы в полупроводниковом активном веществе лазера.
27. Поясните принцип действия и конструктивные особенности полупроводникового инжекционного лазера.
28. Каким образом увеличивают выходную мощность излучения полупроводникового инжекционного лазера?
29. Объясните особенности гетеропереходов в полупроводниках.
30. Что такое многослойные структуры на основе твердых растворов в реализации гетероструктурных полупроводниковых лазеров?
31. Какие ученые внесли решающий вклад в разработку теории гетеропереходов в полупроводниках?
32. За счет чего лазеры на гетеропереходах могут работать при комнатных температурах?
33. Что определяет термин «сверхинжекция» в полупроводниковых гетероструктурах?
34. Назовите преимущества лазеров на гетеропереходах.
35. Какие материалы используются при изготовлении лазеров на гетеропереходах?
36. Назовите области применения в современной технике полупроводниковых лазеров на гетеропереходах.
37. Объясните особенности работы полупроводниковых лазеров с электронным возбуждением.
38. В чем отличие электронного возбуждения с поперечной и продольной накачкой?
39. В чем недостатки лазеров с электронным возбуждением?
40. Назовите области применения лазеров с электронным возбуждением.
41. Пленки каких материалов используют в пленочных лазерах?

4 КВАНТОВЫЕ ПРИБОРЫ ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ

Для осуществления связи между излучателем и фотоприемником прежде всего необходимо, чтобы излучатель и приемник работали в одном участке спектра, с одной и той же длиной волны излучения. Оптический канал передает информацию таким же образом, как и проводные линии.

В канале оптоэлектронной связи различают три составляющие:

1) *источник излучения*, который может работать как в видимом, так и в невидимом диапазоне спектра. Яркость излучения при этом регулируется электронным способом. Во время регулирования, путем осуществления модуляции, в оптический канал может закладываться передаваемая информация;

2) *оптическая среда*, предназначенная, с одной стороны, для механической связи излучателя с приемником (например, внутри оптрона), или осуществления, с другой стороны, транспортирования сигналов от излучателя к приемнику. Среда бывает *газообразные, жидкие и твердые*. По управляемости оптические среды подразделяют на *управляемые* (с помощью некоторых физических эффектов), которые осуществляют различные виды модуляции передаваемых сигналов, и *неуправляемые*. Неуправляемые среды лишь участвуют в переносе оптических сигналов, иногда изменяя их интенсивность;

3) *фотоприемники*, которые преобразуют проходящий от излучателя оптический сигнал в электрический, поступающий в нагрузку.

Таким образом осуществляется передача сигналов от передатчика к приемнику с использованием оптического канала в аналоговой или цифровой форме

4.1 Оптические излучатели

К оптическим излучателям, которые находят применение в устройствах оптоэлектроники, относятся: лампы накаливания, газоразрядные излучатели, электролюминесцентные излучатели, инжекционные светодиоды, твердотельные, газовые и полупроводниковые лазеры.

К основным характеристикам и параметрам излучателей относятся следующие: яркостная, спектральная, переходная, частотная, вольт-амперная характеристики; быстродействие излучателя, способ управления или возбуждения, массогабаритные показатели, возможность согласования с элементами микроэлектроники, в том числе – интегральными микросхемами.

Простейшими излучателями являются **лампы накаливания и газоразрядные излучатели.**

Выходная яркость *ламп накаливания* регулируется величиной подводимого напряжения, при этом яркость пропорциональна четвертой степени температуры накала. Основным преимуществом ламп накаливания является широкий спектр их излучения, благодаря чему, используя светофильтры, легко выделяют требуемый участок, что позволяет работать совместно практически со всеми фотоприемниками. Лампы обладают высокой удельной яркостью и поэтому используются до сих пор.

Газоразрядные излучатели управляются током. Спектр излучения (цвет их свечения) зависит от состава газовой смеси, яркость – от величины протекающего тока. В этих излучателях в качестве рабочего используется участок нормального или аномально тлеющего газового разряда. К преимуществам газоразрядных излучателей относят узкую спектральную полосу излучения.

Общими недостатками накаливаемых и газоразрядных излучателей является наличие стеклянной колбы, невозможность выполнения интегральными технологиями, рассогласование параметров питания излучателей с параметрами блоков питания устройств микросхемотехники, значительное количество выделяемого во время работы тепла.

Условно-графические обозначения лампы накаливания и газоразрядного излучателя приведены на рисунке 4.6, позиции **а** и **в** соответственно

Электролюминесцентные излучатели (ЭЛИ) работают как на постоянном, так и на переменном напряжении. Излучатели бывают *порошковые* и *пленочные*.

В *порошковых* излучателях светомасса в виде порошка полупроводникового материала расположена между двумя электродами (рисунок 4.1). Излучатели работают на переменном напряжении 200 – 300 В. Спектр излучения задается составом порошка.

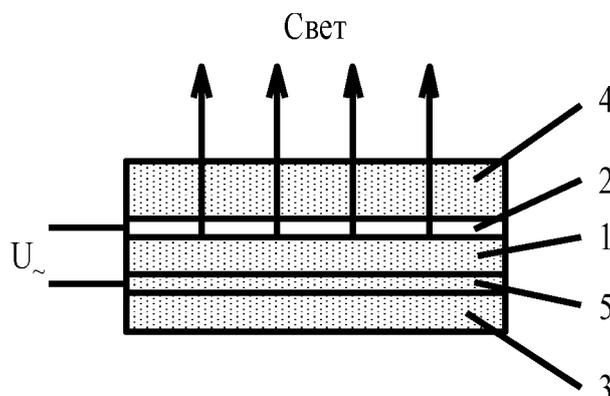


Рисунок 4.1 – Ячейка электролюминесцентного излучателя:
1 – светомасса; 2 – прозрачный электрод; 3 – подложка;
4 – стеклянная подложка; 5 – непрозрачный электрод.

Пленочные электролюминесцентные излучатели – (тонкопленочные излучатели ТПИ) – работают как на переменном (до 200 В), так и на постоянном (до 20 В) напряжении (рисунок 4.2).

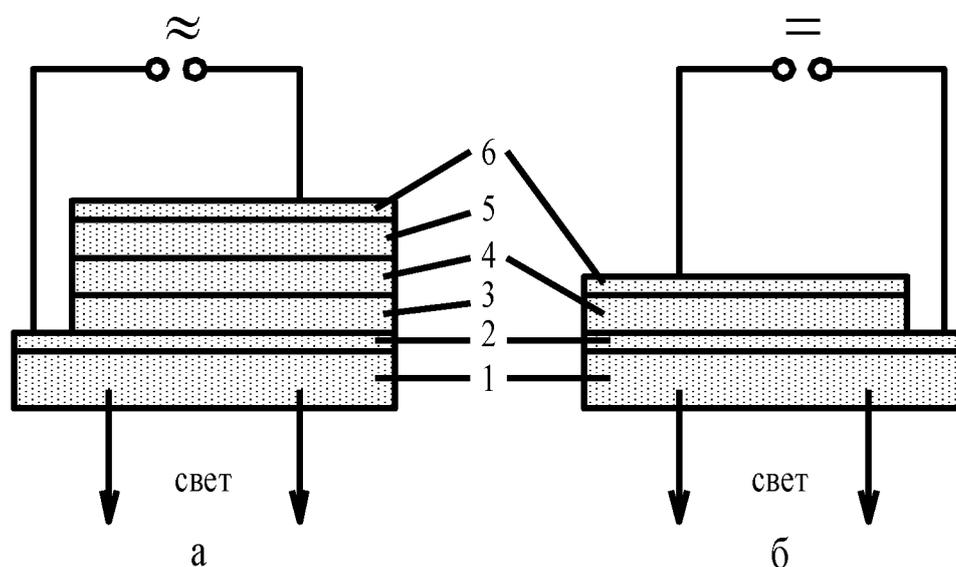


Рисунок 4.2 – Схема тонкопленочных излучателей, работающих на переменном (а) и постоянном (б) напряжении: 1 – подложка; 2 – прозрачный электрод; 3, 5 – слой диэлектрика; 4 – пленка люминофора; 6 – непрозрачный электрод.

Цвет свечения излучателя определяется химическим составом люминофоров. Используется синее (450 нм), красное (670 нм), желтое (580 нм) свечение. В качестве люминофоров применяют ZnS, CdS и другие материалы. Прозрачный электрод выполняется из SnO₂, InO или в виде тонкой металлической сетки.

Преимущества электролюминесцентных излучателей заключаются в возможности выполнения их интегральной технологией, согласовании с устройствами интегральной схемотехники по уровням электропитания.

Электролюминесцентные излучатели находят применение как элементы аварийного освещения, в знаковых оптических индикаторах.

К недостаткам электролюминесцентных излучателей относят невысокое быстродействие и зависимость характеристик от времени – процесс старения.

Повышение быстродействия возможно с использованием **инжекционных светодиодов**, являющихся весьма удобными излучателями. В настоящее время освоен практически весь видимый участок спектра, а также инфракрасный и ближний ультрафиолетовый. В светодиоде излучение возникает в процессе рекомбинации дырок и

электронов при прямом смещении электронно-дырочного перехода. Инжекционные светодиоды изготавливают из GaP, GaAs, SiC и других материалов.

Ток через светодиод состоит из двух составляющих: излучательной и безизлучательной:

$$i_{CB} = i_{\lambda} + i_{НИ}.$$

Излучательная составляющая не превышает 10 – 12%, яркость свечения зависит от величины прямого тока. Очень широко используются светодиоды инфракрасного участка спектра, так как в этом участке коэффициент полезного действия имеет наибольшее значение, а свет недоступен человеческому глазу. Конструктивно светодиод состоит из кристалла с p-n переходом, помещенного в корпус, и внешними выводами. Возможен бескорпусной вариант светодиода, а также использование светодиодов в составе интегральных микросхем. Распространены три конструктивных исполнения кристалла инжекционных светодиодов (рисунок 4.3): плоский (рисунок 4.3, а); планарный (рисунок 4.3, б); полусферический (рисунок 4.3, в).

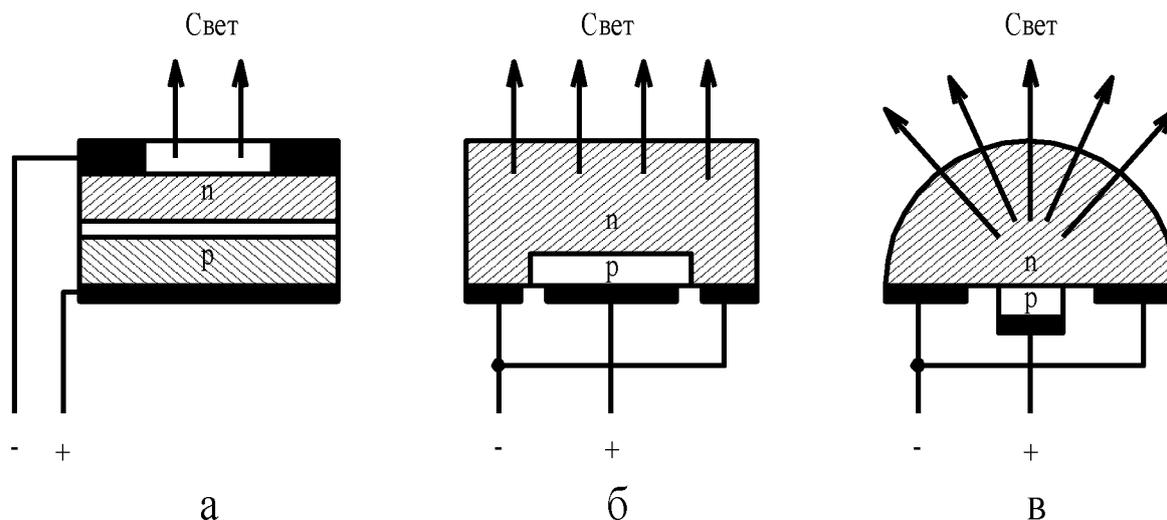


Рисунок 4.3 – Конструкции кристаллов светодиодов.

К основным характеристикам и параметрам инжекционных светодиодов относятся следующие:

диаграмма направленности излучения – зависимость яркости излучения от величины телесного угла (рисунок 4.4); вольт-амперная характеристика (рисунок 4.5); яркостная характеристика; номинальный прямой постоянный ток; постоянное прямое напряжение; наибольший постоянный ток; наибольшее обратное постоянное напряжение; цвет свечения; тип корпуса и другие.

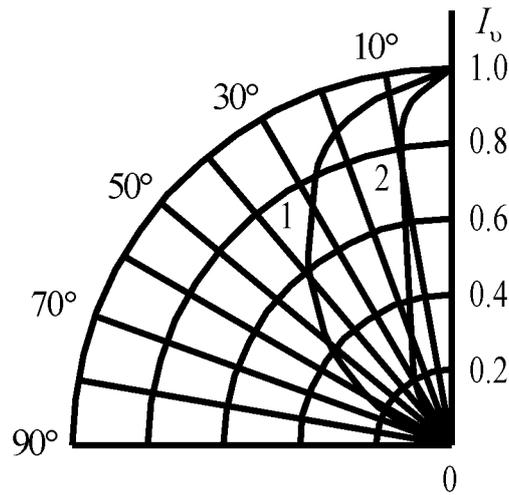


Рисунок 4.4 – Диаграммы направленности излучения:
1 – широкая диаграмма, 2 – узкая диаграмма.

Численно диаграмма направленности характеризуется углом излучения α , который бывает полный или половинный. Чтобы найти угол излучения из начала координат проводят линию до касания с характеристикой на уровне половины максимальной яркости. График 1 соответствует широкой диаграмме направленности, график 2 – узкой диаграмме направленности. Требуемая диаграмма направленности зависит от конкретного потребителя информации и формируется с помощью линз, диафрагм и тому подобного.

С точки зрения электрических цепей важное значение имеет вольт-амперная характеристика светодиода:

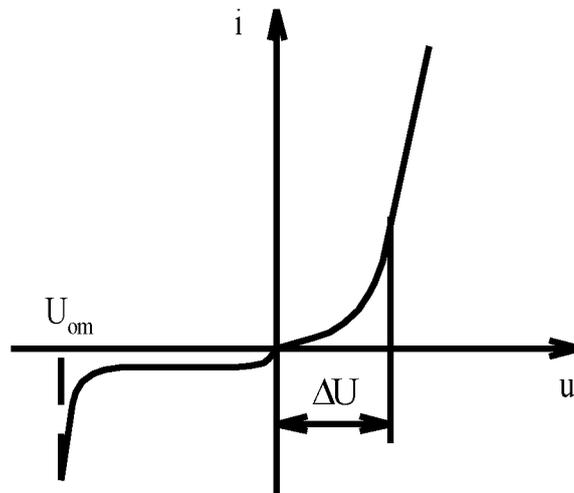


Рисунок 4.5 – Вольт-амперная характеристика инжекционного светодиода.

Отличительной особенностью вольт-амперной характеристики светодиода является большое прямое падение напряжения $\Delta U = 2 - 4$ В, причем падение напряжения зависит от материала диода, и малое допустимое обратное напряжение $U_{om} = 10 - 13$ В (рисунок 4.5).

Светодиод – это слаботочный и низковольтный прибор, рабочий ток его составляет единицы и десятки миллиампер. Светодиод всегда включается в электрическую цепь с токоограничивающим резистором.

В настоящее время очень часто используются многоцветовые светодиоды, имеющие два или три цвета свечения. Конструктивно они представляют собой кристалл, в котором выполнены, соответственно, два или три излучающих перехода, имеющие одну общую точку (например, точку анодов) и два или три вывода управления. Введением нужной примеси изменяют полупроводниковый базовый материал и, соответственно, длину волны излучения. Условное графическое обозначение светодиода представлено на рисунке 4.6, б.

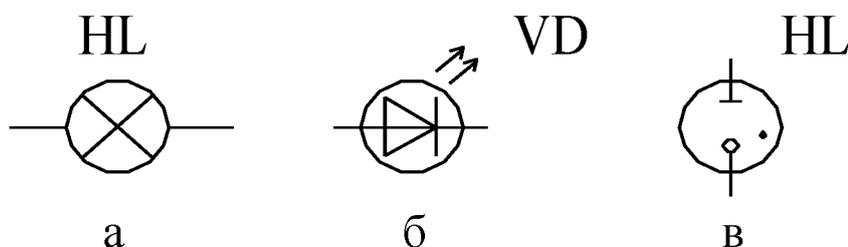


Рисунок 4.6 – Условные графические обозначения излучателей.

Принцип действия, конструктивные особенности и характеристики **твердотельных, газовых и полупроводниковых лазеров** подробно рассмотрены в разделе 3 этого пособия.

4.2 Фотоприемники

К фотоприемникам относятся вакуумные и газонаполненные фотоэлементы, фотоэлектронные умножители, фоторезисторы, фотодиоды, фототранзисторы, фототиристоры, фототиристорные модули.

Основными характеристиками и параметрами фотоприемников являются следующие: световая, спектральная, вольт-амперная характеристики; коэффициент усиления, быстродействие, коэффициент согласования с излучателем и другие. Важнейшим требованием к фотоприемнику является высокая степень соответствия спектральной характеристики фотоприемника спектральной характеристике излучателя.

В настоящее время **вакуумные и газонаполненные фотоэлементы** практического применения не находят. Однако широко используются **фотоэлектронные умножители** в тех областях науки и техники, которые

работают с очень слабыми входными оптическими сигналами. В квантовой электронике фотоэлектронные умножители применяют, например, в *лазерных измерителях скорости*.

Фоторезистор – это беспереходный фотоприемник, выполняемый из германиевого или кремниевого полупроводника с собственной, или примесной проводимостью.

При попадании на прибор света от излучателя сопротивление фоторезистора уменьшается, в цепи с фоторезистором и источником питания протекает ток, пропорциональный освещенности фоторезистора.

Сопротивление фоторезистора является сложной функцией от нескольких параметров:

$$z = f(u, B, \lambda, t^{\circ}, t, \omega_B),$$

где u – приложенное напряжение, B – яркость излучения, λ – длина волны, t° – температура, t – время, ω_B – частота питающего напряжения.

К основным характеристикам и параметрам фоторезистора относят следующие:

1) световая характеристика – зависимость фототока i_{Φ} от освещенности Φ (рисунок 4.7) при разных значениях питающего напряжения;

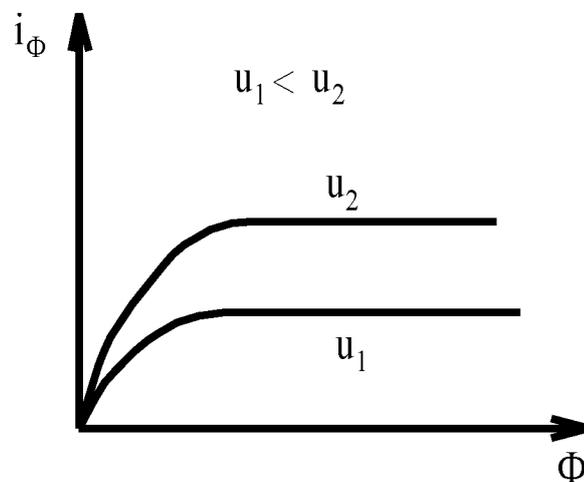


Рисунок 4.7 – Световая характеристика фоторезистора.

2) вольт-амперная характеристика (рисунок 4.8);
3) спектральная характеристика – зависимость фототока от длины волны излучения.

Существенными недостатками фоторезисторов является наличие *темнового тока* (характеристика при $\Phi=0$ на рисунке 4.8, т.е. наличие фототока при отсутствии внешней засветки), зависящего от температуры, и невысокое быстродействие (смотри таблицу 4.1). Быстродействие

фоторезистора зависит от освещенности прибора: чем больше освещенность, тем выше быстродействие.

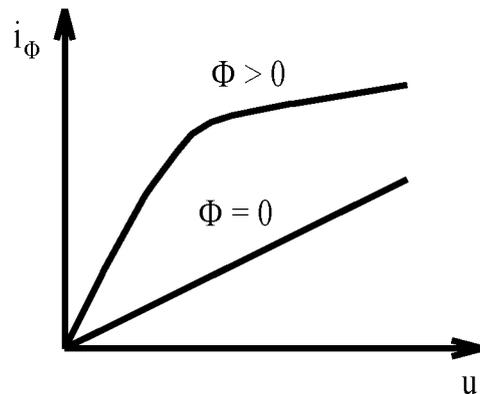


Рисунок 4.8 – Вольт-амперные характеристики фоторезистора при различной величине внешней засветки.

Как правило, фоторезисторы изготавливаются интегральной технологией. На рисунке 4.9 приведена простейшая модель интегрального фоторезистора.

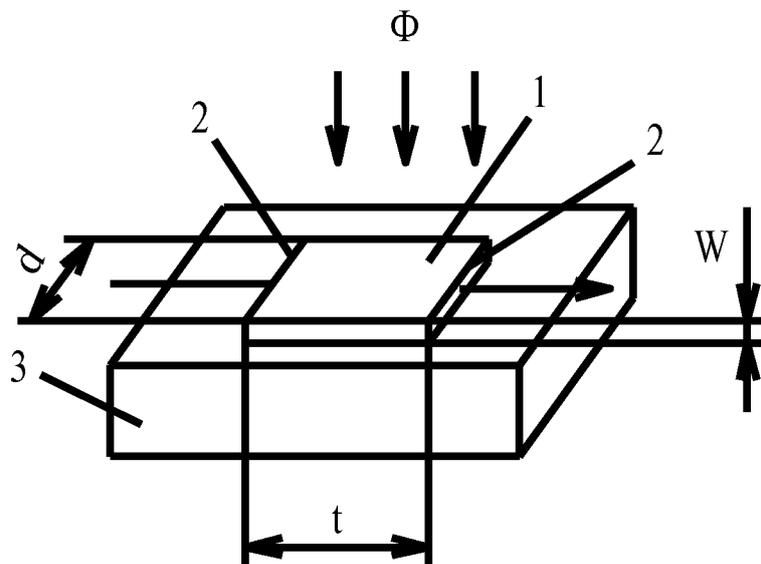


Рисунок 4.9 – Простейшая модель фоторезистора:
1 – фоточувствительная полупроводниковая пленка, 2 – омические контакты, 3 – диэлектрическая подложка, d – ширина пленки, W – толщина пленки.

Важнейшей характеристикой фоторезистора является характеристика его включения – зависимость изменения сопротивления фоторезистора во времени (рисунок 4.10).

На этом рисунке Δt определяет быстродействие фоторезистора (смотри таблицу 4.1).

Фоторезисторы находят широкое применение в различных ключевых схемах, так как отношение темнового и светового сопротивлений фоторезистора может достигать величины 10^6 .

Кроме этого, фоторезисторы применяют в качестве времязадающих элементов в релаксационных генераторах и мультивибраторах.

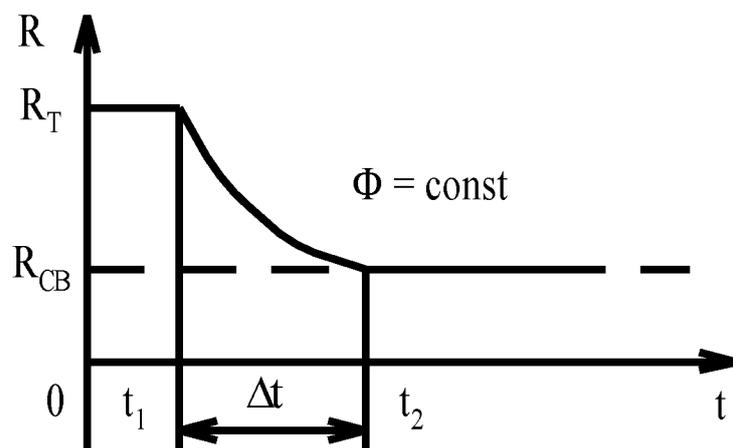


Рисунок 4.10 – Характеристика включения фоторезистора:
 R_T – темновое сопротивление; R_{CB} – световое сопротивление,
 Δt – время включения.

Фотодиод – это однопереходный полупроводниковый фотоприемник, изготавливаемый из германия Ge или кремния Si, который может работать в двух режимах: 1) без внешнего смещения; 2) с обратным смещением электронно-дырочного перехода.

В первом случае (рисунок 4.11) осуществляется прямое преобразование оптической энергии в электрическую. Генерируемые под действием внешнего падающего света электроны и дырки внутренним электрическим полем р-п перехода разводятся таким образом, что р – область заряжается положительно, а n – область – отрицательно. Между выводами возникает напряжение, величина которого определяется освещенностью и шириной запрещенной зоны полупроводника (типом материала полупроводника). Это напряжение составляет 1 – 1,5 В.

Во втором случае (рисунок 4.12) при обратном смещении под действием внешнего света уменьшается сопротивление электронно-дырочного перехода, а протекающий обратный ток фотодиода пропорционален напряжению источника питания и падающему световому потоку.

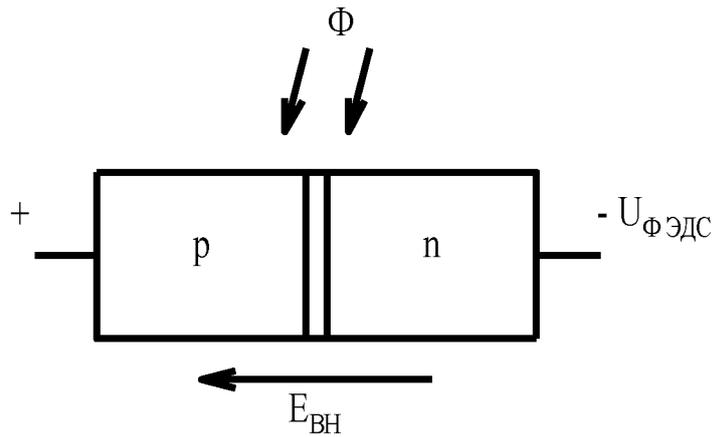


Рисунок 4.11 – Работа фотодиода без внешнего смещения.

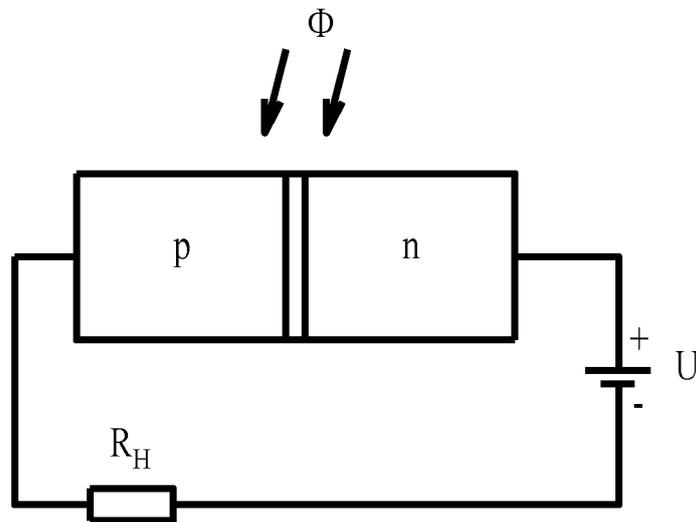


Рисунок 4.12 – Работа фотодиода с обратным смещением.

На рисунке 4.13 приведено условно-графическое и буквенное обозначение фотодиода.



Рисунок 4.13 – Условное графическое обозначение фотодиода.

На рисунке 4.14 приведено семейство вольт-амперных характеристик фотодиода при различных уровнях освещенности Φ : $\Phi_3 > \Phi_2 > \Phi_1$.

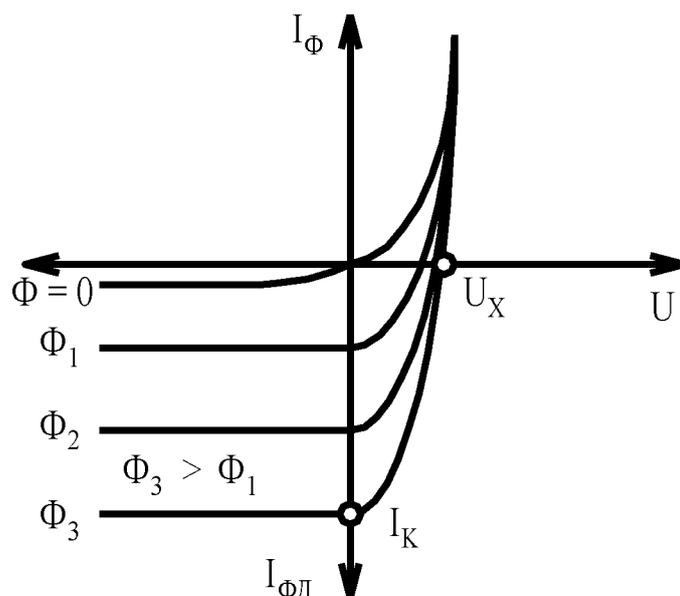


Рисунок 4.14 – Семейство вольт-амперных характеристик фотодиода.

Быстродействие (или время задержки) фотодиода определяется временем перемещения генерированных носителей от места генерации до перехода, постоянной времени электронно-дырочного перехода (смотри таблицу 4.1). Для увеличения быстродействия используется лавинный метод генерации носителей. К переходу прикладывается напряжение, близкое к пробивному, генерация носителей приобретает лавинный характер. Такой фотодиод называют лавинным фотодиодом (ЛФД). Полученное быстродействие оказывается достаточным для большинства случаев передачи оптических сигналов. Кроме рассмотренных фотодиодов имеются специальные фотодиоды, имеющие повышенное быстродействие. Их основные параметры приведены в таблице 4.1.

Таблица 4.1 – Некоторые параметры основных фотоприемников

Фотоприемник	Коэффициент усиления	Быстродействие, с	Максим. рабочее напряжение, В
Фоторезистор	10^3	$10^{-1} - 10^{-3}$	30 – 150
Фотодиод	10^{-2}	$10^{-7} - 10^{-9}$	10 – 50
Фотодиод p-i-n	$1 - 10^{-2}$	$10^{-9} - 10^{-10}$	100 – 400
Фотодиод Шоттки	$1 - 10^{-2}$	$10^{-9} - 10^{-11}$	30 – 100
Гетерофотодиод	$1 - 10^{-2}$	$10^{-8} - 10^{-10}$	10 – 100
Лавинный фотодиод	$10 - 10^4$	$10^{-9} - 10^{-10}$	10 – 50
Фототранзистор	$10^2 - 10^3$	$10^{-5} - 10^{-6}$	1 – 50
Фототиристор	$10^2 - 10^4$	$10^{-6} - 10^{-7}$	до 1 кВ

Фототранзистор – это оптоэлектронный фотоприемник, характеризующийся наличием внутреннего усиления и схемотехнической гибкостью за счет третьего управляющего электрода.

Фототранзисторы бывают *биполярные, полевые и однопереходные* (двухбазовые диоды).

Доминирующее положение занимает *биполярный фототранзистор* (рисунок 4.15), эквивалентная схема которого включает в себя фотодиод и транзистор. Фототранзистор должен иметь внешнее окно для приема оптического сигнала. Внутренний транзистор включен по схеме с общим эмиттером. Во внешние электронные цепи фототранзистор включается по схеме с общим эмиттером и отключенной базой. Как правило, выполняется также внешний вывод базы. Биполярный фототранзистор обладает высокой чувствительностью, легко выполняется интегральной технологией. Однако, фототранзисторы обладают относительно невысоким быстродействием (смотри таблицу 4.1). Биполярные фототранзисторы широко применяются в различных схемах автоматики, системах управления преобразователями электрической энергии.

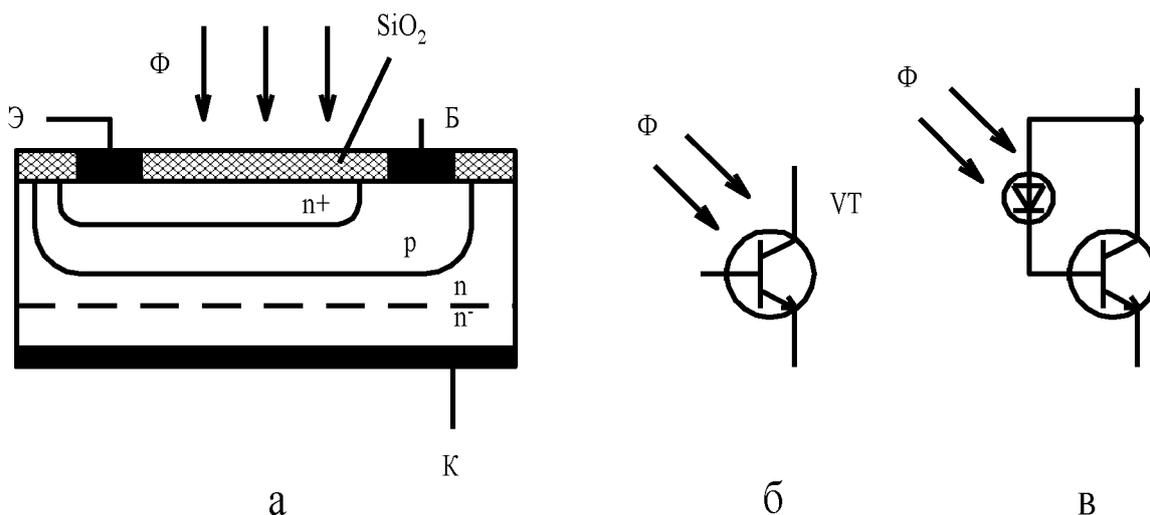


Рисунок 4.15 – Биполярный фототранзистор:
а – структура фототранзистора, **б** – условно-графическое обозначение, **в** – эквивалентная схема фототранзистора.

Вольт-амперные характеристики фототранзистора приведены на рисунке 4.16.

Полевые фототранзисторы имеют высокую фоточувствительность, широкую полосу пропускания. По своим выходным и энергетическим характеристикам они ближе к фоторезисторам. В настоящее время различают два вида полевых фототранзисторов (рисунок 4.17). В *первом варианте* внешнее излучение через полупрозрачный электрод затвора проникает в область канала и генерирует в нем избыточные фотоносители.

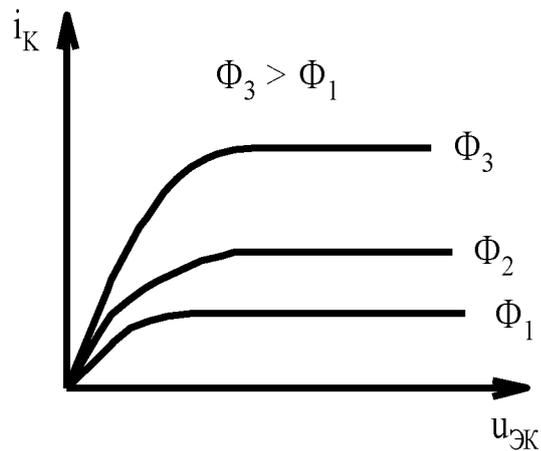


Рисунок 4.16 – Вольт-амперные характеристики фототранзистора.

Следствием этого является изменение порогового напряжения формирования инверсионного канала и крутизны передаточной характеристики, что используется последующей схемой обработки сигнала. **Второй вариант** представляет собой интегральный фотоприемник, состоящий из р-п фотодиода истоковой области и МДП - транзистора. Часто такой фотоприемник называют МДП-фотодиодом.

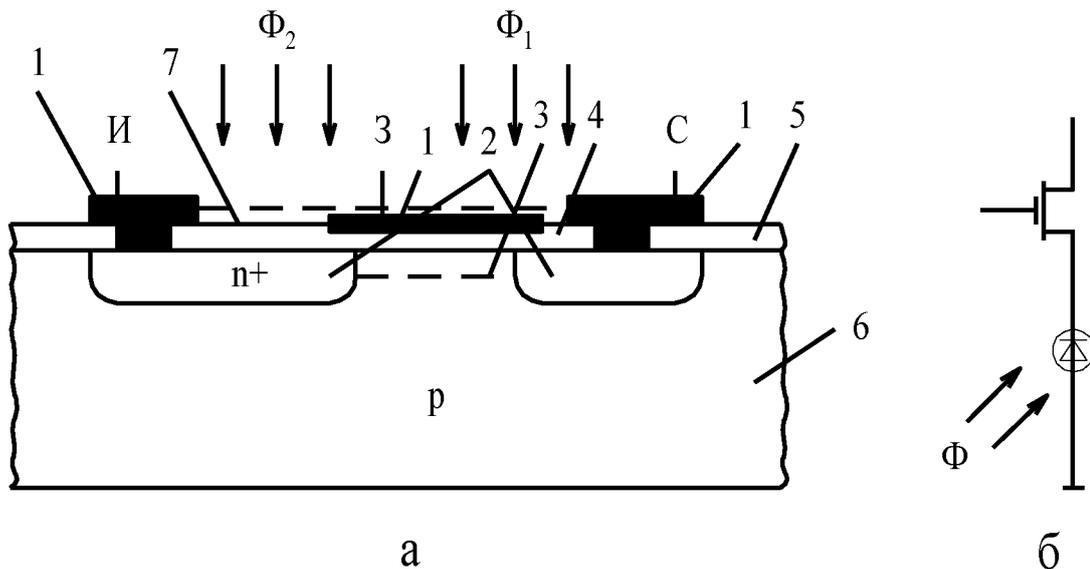


Рисунок 4.17 – МДП фототранзистор:

а – структура фототранзистора (1 – металлические электроды истока, затвора, стока, 2 – диффузионные области истока и стока, 3 – канал, 4, 5 – подзатворный и защитный диэлектрик, 6 – подложка, 7 – антиотражающее покрытие), **б** – эквивалентная схема.

Высокое входное сопротивление этих приборов позволяет им работать в различных электронных устройствах с маломощными источниками оптических входных сигналов.

Широкое использование имеют также **однопереходные фототранзисторы**. На рисунке 4.18 приведено условно-графическое обозначение этого прибора, а на рисунке 4.19 – структура однопереходного фототранзистора.

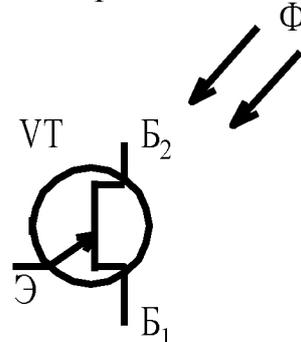


Рисунок 4.18 – Однопереходный фототранзистор.

Выходные статические характеристики, приведенные на рисунке 4.20, показывают, что при увеличении освещенности структуры фототранзистора уменьшается напряжение включения структуры, однако при этом за счет увеличения фотогенерации носителей в транзисторе растет тепловой ток. Однопереходные фототранзисторы широко используют в схемах включения и выключения по оптическому каналу различных устройств автоматики. Эти фототранзисторы успешно работают также в схемах релаксационных генераторов с плавным регулированием частоты выходного электрического сигнала.

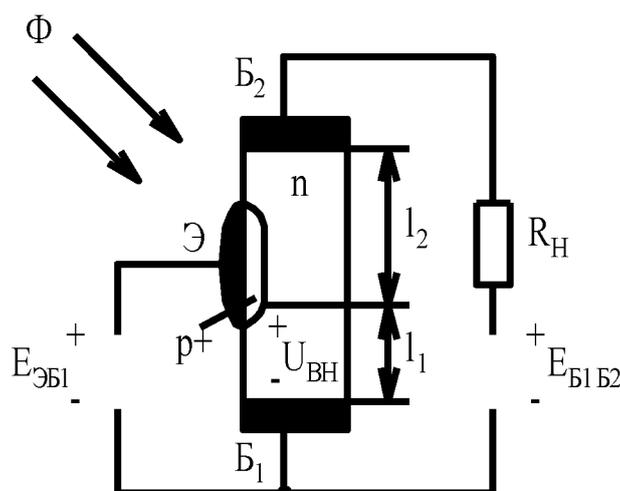


Рисунок 4.19 – Структура однопереходного фототранзистора.

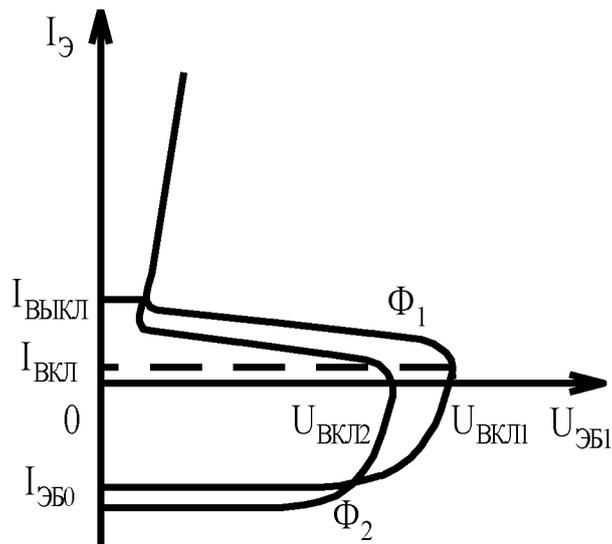


Рисунок 4.20 – Выходные статические характеристика однопереходного фототранзистора.

Фототиристор – это фотоприемник, имеющий четыре области с разным типом проводимости и три p-n перехода. Этот прибор является аналогом обычного начально-управляемого тиристора, в котором переход из непроводящего состояния в проводящее осуществляется при подаче на его структуру управляющего оптического сигнала. На рисунке 4.21, а показана структура фототиристора, а на рисунке 4.21, б – его вольт-амперные характеристики.

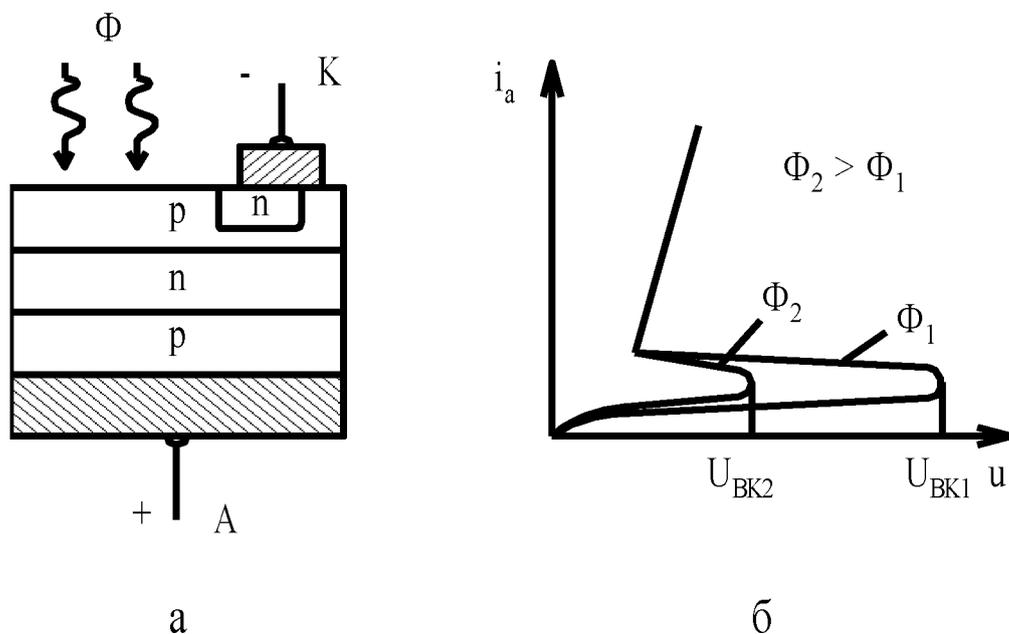


Рисунок 4.21 – Фототиристор:
а – структура фототиристора, б – вольт-амперные характеристики фототиристора.

Видно, что с увеличением приходящего светового сигнала Φ уменьшается напряжение включения структуры прибора.

Условно-графическое обозначения фототиристора приведено на рисунке 4.22, б.

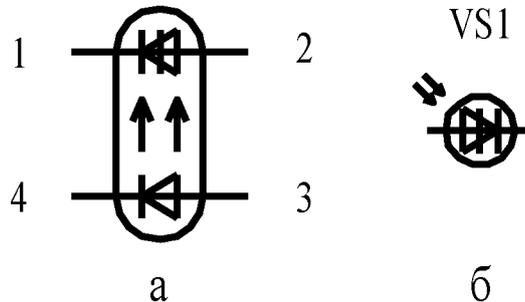


Рисунок 4.22 – Условно-графическое обозначение фототиристора.

Современные фототиристоры выполняются в виде модуля, включающего в себя фототиристор и светодиод, выполненные в едином кристалле полупроводника. Такой прибор имеет четыре внешних вывода: два силовых (1 и 2) и два вывода управления (3 и 4) – рисунок 4.22, а.

Фототиристоры бывают как слаботочными, так и силовыми, на сотни ампер. Фототиристоры находят применение в тех случаях, когда требуется осуществление гальванической развязки между, например, силовыми цепями и цепями управления.

Фототиристорные модули – это отдельные узлы преобразовательных схем, которые управляются электрическими сигналами при одновременной гальванической развязке силовых цепей и цепей управления посредством оптического канала.

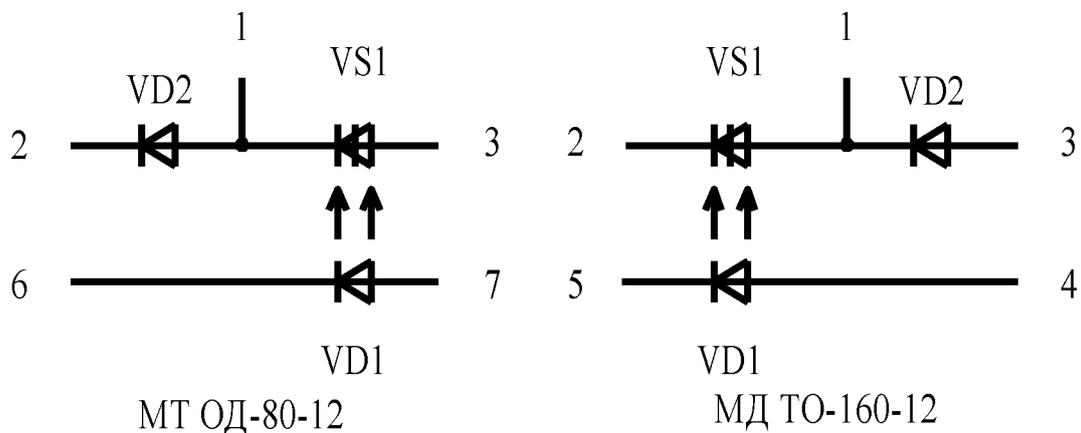


Рисунок 4.23 – Пример выполнения фототиристорных силовых модулей.

Фототиристорные модули представляют собой или выполненные в одном корпусе светодиод и фототиристор (например, модули ТО 125–12,5–4, ТО 142–80–11 на токи в силовой цепи 12,5 и 80 А соответственно), или отдельные узлы, из которых можно собирать силовые схемы выпрямителей электрической энергии (рисунок 4.23).

Первый модуль позволяет создавать полууправляемые мостовые схемы выпрямления (однофазную и трехфазную) с управлением в анодной группе. Второй модуль реализует полууправляемые схемы с управлением в катодной группе. Модули выполняются на токи до 1 кА.

4.3 Оптроны и оптопары

Оптроны – это приборы, состоящие из излучателей и фотоприемников, оптически и конструктивно связанных между собой, и осуществляющих преобразование сигналов по одной из двух функциональных схем: *с внутренней электрической связью* (рисунок 4.24, а) или *с внутренней оптической связью* (рисунок 4.24, б). Если излучатель и фотоприемник состоят из дискретных элементов, имеет место *оптопара*. Если излучатель и фотоприемник выполнены в едином кристалле интегральной технологией, говорят собственно об *оптроне*.

На рисунке 4.24 оптрон имеет в своем составе И – источник света (излучатель), ОС – оптическую среду, служащую для передачи оптического сигнала или механической связи излучателя с приемником и ФП – фотоприемник оптического излучения. ЭС – электрическая связь.

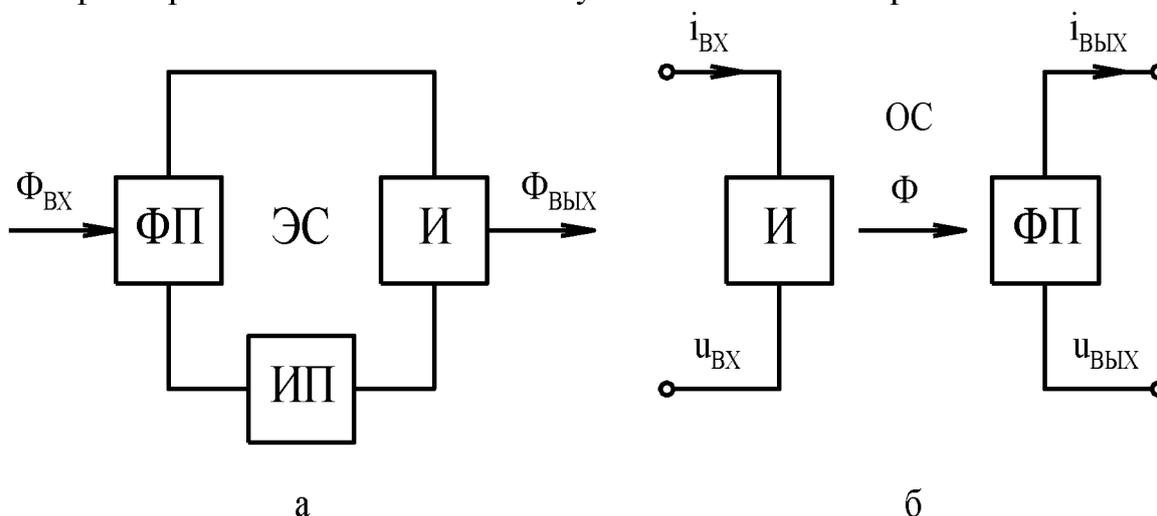


Рисунок 4.24 – Структурные схемы оптронов:
а – с внутренней электрической связью, б – с внутренней оптической связью.

К основным характеристикам оптронов относятся входные, выходные, передаточные характеристики.

Схема рисунка 4.24, **а** соответствует оптрону с внутренней электрической связью (внешней оптической), в которой входной и выходной сигналы оптические. Если эти сигналы разной интенсивности (выходной больше входного), получаем *усилитель оптических сигналов*. Если входной и выходной сигналы находятся в разных участках спектра – получаем *спектральный преобразователь*.

Схема рисунка 4.24, **б** соответствует оптрону с внутренней оптической связью (внешней электрической) и используется для *гальванической развязки* электрических цепей, а также для построения целого спектра электронных устройств на оптронах: усилителей, блокинг-генераторов, мультивибраторов, релаксационных генераторов, триггеров и так далее.

Оптроны принято называть по типу фотоприемника. В качестве излучателей используют лампы накаливания и светодиоды. Фотоприемники – это фоторезисторы, фотодиоды, фототранзисторы, фототиристоры (рисунок 4.25).

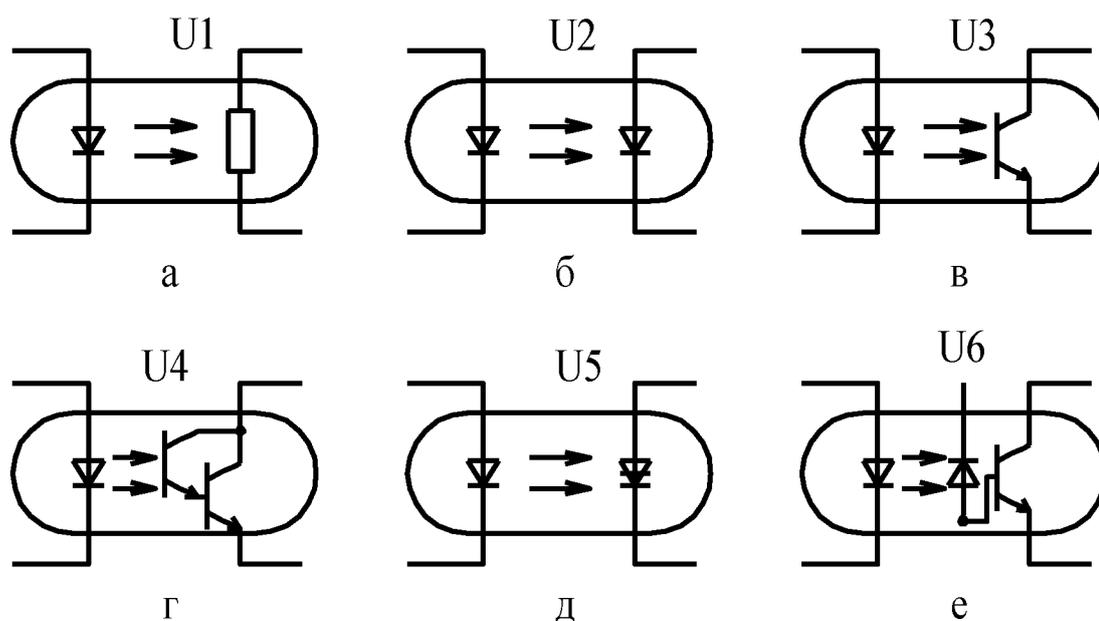


Рисунок 4.25 – Основные типы оптронов:
а – резисторный, **б** – диодный, **в, г** – транзисторный, **д** – тиристорный, **е** – диодно-транзисторный.

В настоящее время оптроны широко выполняют с помощью интегральных технологий (полупроводниковой и пленочной). При этом такие оптроны выполняются как корпусными, так и в составе интегральных микросхем. Существуют *оптоэлектронные интегральные микросхемы*, включающие в себя оптроны в качестве разделительных элементов во входных цепях, либо использующие другие свойства оптронов.

Конструкция оптронов определяется их функциональным назначением: в зависимости от области применения выбирается та или иная конструкция (рисунок 4.26).

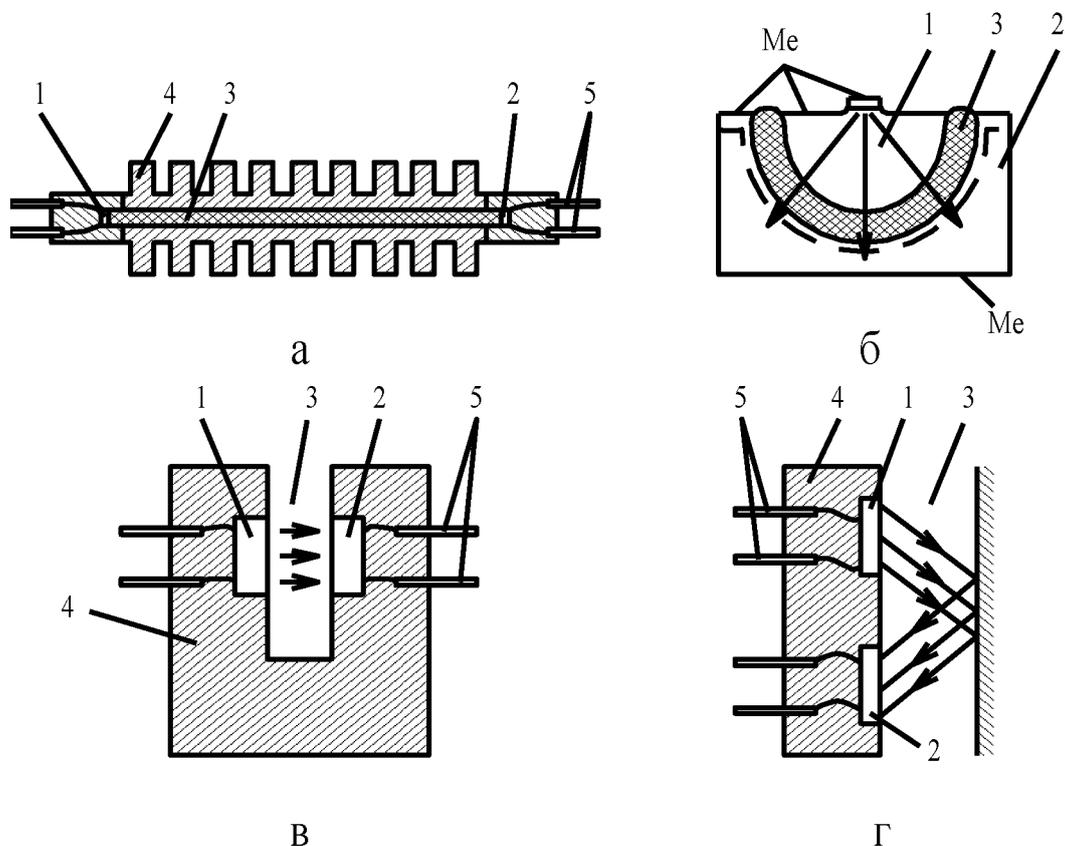


Рисунок 4.26 – Конструктивные разновидности оптронов:
а – высоковольтный оптоизолятор; **б** – полусферический энергетический оптрон; **в** – оптопрерыватель; **г** – отражательный оптрон;
 1 – излучатель; 2 – фотоприемник; 3 – оптическая среда; 4 – корпус;
 5 – внешние выводы; Me – металлические электроды.

Рисунок 4.26, **а** соответствует оптрону с максимальным электрическим сопротивлением вход – выход. Излучатель и фотоприемник разделены диэлектрическим конструктивом, напоминающим изолятор в электрических цепях. Такой оптрон и применяется для гальванической развязки электрических цепей. Рисунок 4.26, **б** соответствует оптрону, имеющему максимальный коэффициент связи излучатель – фотоприемник. Рисунок 4.26, **в** соответствует оптрону с разомкнутым оптическим каналом. Может применяться для подсчета количества каких-либо изделий, выполнять роль датчика (например, в турникете метро). Рисунок 4.26, **г** соответствует оптрону с отражательной поверхностью. Может использоваться для определения расстояния до объекта, определения прозрачности газовых и жидкостных сред, в качестве датчика электронного конечного выключателя.

Естественно, существуют и другие конструктивные виды оптронов, например, оптоэлектронные реле.

Оптоэлектронные реле. Промышленность стран СНГ выпускает интегральные гибридные микросхемы, в том числе – серии КР293, представляющие собой оптоэлектронные коммутаторы сигналов постоянного и переменного токов. По большинству технических характеристик и функциональных возможностей они значительно превосходят электромеханические реле и успешно могут их заменить во многих областях техники. Такие интегральные схемы принято называть *твердотельными реле*.

В состав серии КР293 входят тридцать типов микросхем, объединенных в десять групп (КР293КП1 – КР293КП10), каждая из которых образована тремя типонаминами, обозначенными буквенными индексами А, Б, В. Приборы помещены в пластмассовые корпуса.

Как пример рассмотрим микросхему КР293КП1В (рисунок 4.27):

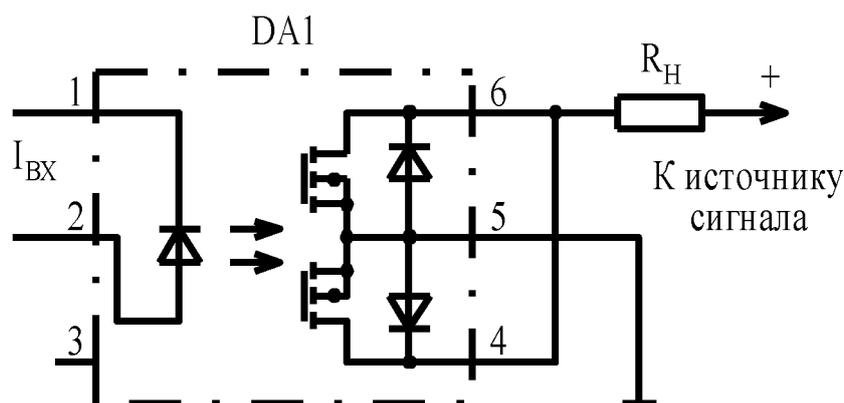


Рисунок 4.27 – Твердотельное реле КР293КП1В.

Микросхема имеет следующие основные параметры: прямое входное напряжение, $U_{вх} = 1,2 \text{ В}$; прямой входной ток $I_{вх} = 5 \text{ мА}$; переменное напряжение коммутации $U_{ком} = 400 \text{ В}$; коммутируемый ток $I_{ком} = 80 \text{ мА}$.

Излучатель – светодиод инфракрасного участка спектра. При снижении рабочего напряжения можно пропорционально увеличивать рабочий ток. Реле, имеющие внешний вывод средней точки диодов (вывод 5 рисунка 4,27), имеют улучшенные коммутационные характеристики. В этом случае путем параллельного соединения выводов 4 и 6 (рисунок 4.27) можно коммутируемый ток увеличить в два раза. Динамические параметры оптоэлектронного реле существенно зависят от величины входного тока. В то же время следует знать, что микросхемы

серии КР293 сохраняют высокие показатели надежности, если средний входной ток не будет превышать 20 мА.

Твердотельные реле требуют соблюдения температурного режима, при котором структура не должна нагреваться выше 125 °С, причем тепло может поступать как из окружающей среды, так и в результате тепловыделения в самом приборе, в основном в выходных цепях при протекании тока нагрузки.

Внешний вид реле КР293КП1В приведен на рисунке 4.28.

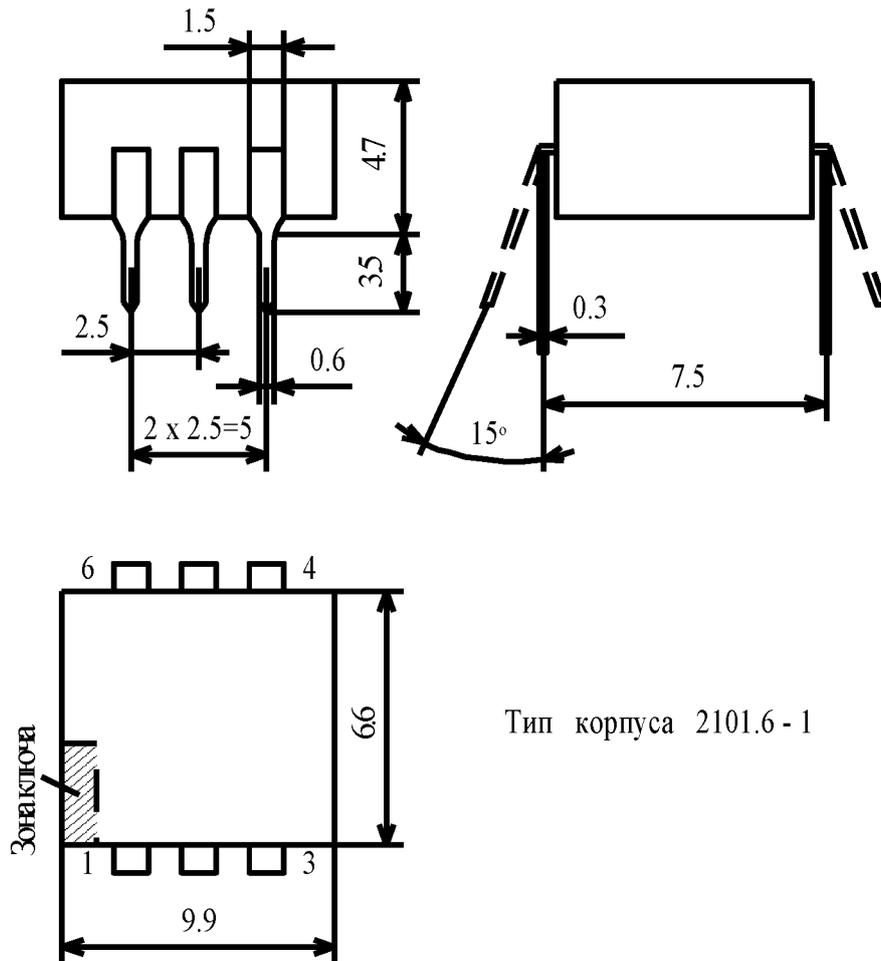


Рисунок 4.28 – Внешний вид реле КР293КП1В.

4.4 Элементы оптической индикации

Элементы оптической индикации предназначены для связи человека-оператора с управляемой им электронной машиной. До 90% информации человек получает оптическим каналом. Применяемые в настоящее время оптические индикаторы по принципу действия бывают *вакуумные накаливные, вакуумные люминесцентные, полупроводниковые, жидкокристаллические* и *газоразрядные*.

В связи с реализацией цифрового управления общепринятым является отображение информации с помощью семисегментных (или фактически восьмисегментных с учетом разделяющего разряды элемента) световых индикаторов, расположение элементов отображения которых приведено на рисунке 4.29. Подобное расположение элементов позволяет отображать цифры от 0 до 9, а также ряд букв латинского алфавита. На рисунке 4.29, позиция **а**, приведено условное обозначение сегментов индикатора, а позиция **б** этого рисунка показывает электрическое подключение индикатора к схеме.

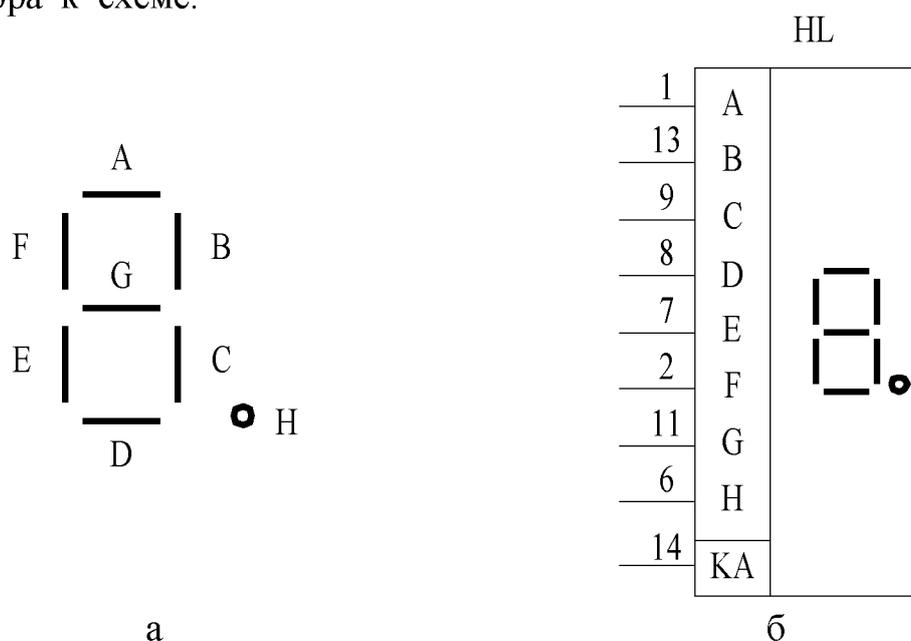


Рисунок 4.29 – Обозначение элементов отображения.

Вакуумные накаливные индикаторы представляют собой электровакуумные приборы, внутри которых расположены светоизлучающие элементы в виде нитей накаливания. В колбе находится основание, на котором расположены стойки, а между стойками натянуты вольфрамовые спиральки – сегменты. Один из выводов сегментов является общим, остальные выводы – управляющими. При пропускании тока через выбранный сегмент в результате его нагрева в режиме недокала ($t^\circ = 1200$

– 1500°С) осуществляется индикация требуемого знака. Цвет свечения обычно оранжево-желтый. Применение светофильтров позволяет выбирать требуемый участок оптического диапазона (цвет свечения).

Срок службы таких индикаторов достигает десятков тысяч часов. Информация хорошо видна в условиях внешней засветки индикатора. К недостаткам вакуумных накальных индикаторов относятся большая потребляемая мощность из источника питания, малый коэффициент полезного действия, невозможность выполнения индикаторов интегральной технологией, наличие стеклянного баллона.

Преимуществами этих индикаторов также являются безразличие к внешнему электромагнитному излучению и широкая диаграмма направленности.

Вакуумные накальные индикаторы применяются в стационарных контрольно-измерительных приборах. Типичными представителями этих индикаторов являются приборы ИВ–9, ИВ–13, ИВ–19, ИВ–20 и другие.

Вакуумные люминесцентные индикаторы имеют один накаляемый катод и несколько анодов, отображающих требуемый знак. Различают диодный и триодный режимы работы. Накаляемый электрическим током катод является источником электронов. Аноды выполняются в виде знаков синтезирующих сегментов, покрытых слоем люминофора. В баллоне имеется активный газопоглотитель для поддержания чистоты вакуума. Стенки баллона покрывают прозрачным токопроводящим слоем, который экранирует поток электронов от внешних электрических полей. Как правило, в приборах используется восьмисегментная форма отображения (рисунок 4.29).

В одноразрядных индикаторах используется диодный режим работы. При приложении напряжения между катодом и требуемым анодом электроны ударяют в анод, покрытый слоем люминофора. Отображается информация, соответствующая выбранным анодам. Цвет свечения задается видом люминофора (как правило, цвет свечения зеленоватый).

В многоразрядных индикаторах используется триодный режим работы: имеется третий электрод – сетка, которая запрещает попадание электронов на соседние, не работающие в данный момент, разряды прибора.

Конструктивно эти индикаторы выполняются одноразрядными в ламповых баллонах, в плоских стеклянных корпусах с ленточными выводами (типа ИВ-18), или многоразрядными в стеклянных корпусах (ИВ-28А, ИВЛ2-7/5 и другие). На рисунке 4.30 приведена схема выводов индикатора типа ИВЛ2-7/5.

Эти приборы работают с разными видами напряжения накала (постоянным, переменным и импульсным), имеют высокий коэффициент полезного действия. Величина анодного напряжения и напряжения

питания соизмеримы с выходными напряжениями блоков питания интегральной схемотехники. Индикаторы работают при одинаковых величинах анодных и сеточных напряжений, что упрощает работу схемы управления индикатором.

К недостаткам этих приборов следует отнести меньшее по сравнению с вакуумными накальными индикаторами быстродействие. Срок службы приборов ограничен свойствами люминофора.

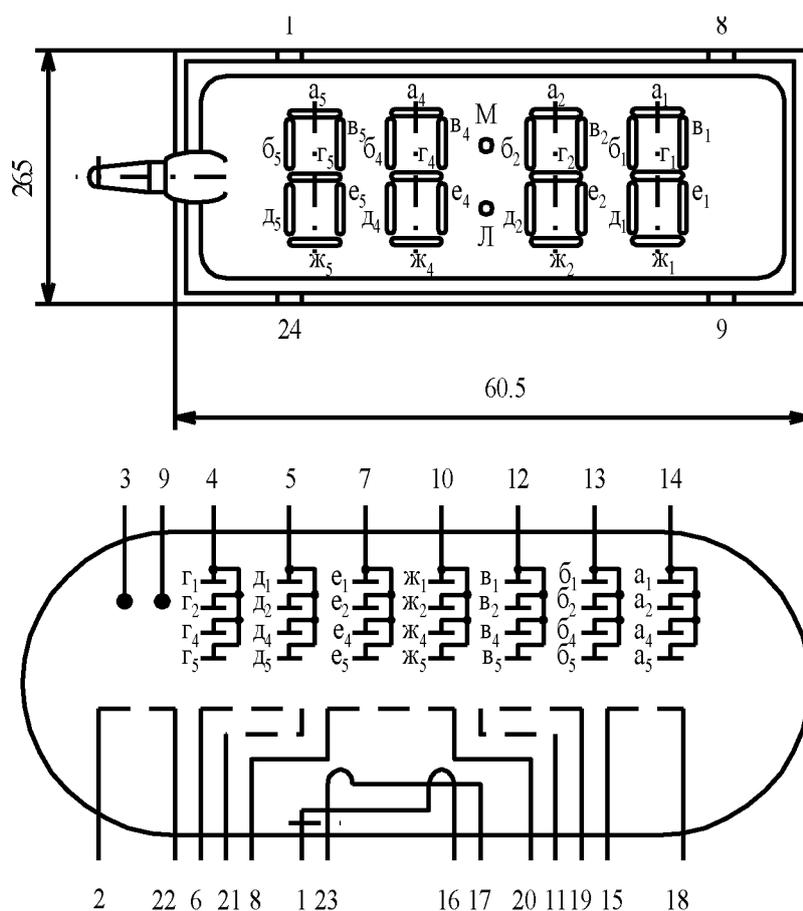


Рисунок 4.30 – Вакуумный люминесцентный индикатор ИВЛ2-7/5.

На рисунке 4.30 показаны соединения выводов с электродами индикаторов (№ вывода – наименование электрода): вывод 1, 2, 3 – катод, проводящий слой внутренней поверхности баллона; 2, 22 – сетка разряда 5; 3 – анод-элемент М (точка); 4 – аноды-сегменты г разрядов 1, 2, 4, 5; 5 – аноды-сегменты д1, д2, д4, д5; 6, 21 – сетка разряда 4; 7 – 10 – аноды-сегменты ж1, ж2, ж4, ж5; 11, 19 – сетка разряда 2; 12 – аноды-сегменты в1, в2, в4, в5; 13 – аноды-сегменты б1, б2, б4, б5; 14 – аноды-сегменты а1, а2, а4, а5; 18 – сетки разряда 1; 17 – катод.

Вакуумные люминесцентные индикаторы находят применение в стационарных и переносных контрольно-измерительных приборах различного назначения.

Полупроводниковые индикаторы успешно используются совместно с различными цифровыми устройствами, в том числе – с микропроцессорными, при относительно небольших размерах отображаемого ими символа. Принцип их действия основан на способности электронно-дырочного перехода излучать свет при его прямом смещении. Конструктивно эти индикаторы состоят из нескольких излучающих **p-n** переходов, количество которых равно количеству элементов отображения. Для получения высокой световой эффективности полупроводниковых индикаторов необходимо чтобы энергия, освобождаемая при рекомбинациях, в основном расходовалась на излучение. При этом цвет свечения определяется исходным материалом полупроводника, а яркость свечения – протекающим током.

Промышленность выпускает отдельные корпусные светодиоды, с помощью которых можно индицировать точку; сегментные знакосинтезирующие индикаторы (цифровые и буквенные), с помощью которых можно высветить требуемую цифру или букву; а также матричные индикаторы, обеспечивающие отображение цифр, букв, символов, графиков.

Сегмент выполняется в виде элемента отображения. Типовое расположение сегментов показано на рисунке 4.29, **а**. Светодиоды сегментов имеют один общий вывод (анодов или катодов), и выводы управления. В многоразрядных индикаторах одноименные сегменты всех разрядов обычно электрически соединены между собой. Индикация осуществляется либо в **статическом**, либо в **динамическом** режиме. Для ограничения рабочих токов сегментов в их цепи включают внешние токоограничивающие резисторы.

В матричных знакосинтезирующих полупроводниковых индикаторах определение выбранного элемента индикации осуществляется подачей от системы управления напряжений на соответствующие шины строк и столбцов матрицы. Типовыми представителями полупроводниковых индикаторов являются индикаторы АЛС342, КЛЦ202, АЛС318, КИПЦ26А. На рисунке 4.31 приведена схема выводов многоразрядного полупроводникового индикатора АЛС318.

Светодиодные индикаторы являются слаботочными и низковольтными приборами, линейные размеры элементов отображения достигают 22 мм и более.

Преимуществами полупроводниковых индикаторов являются полное согласование с элементами и устройствами микроэлектроники по всем основным параметрам, а также базовой технологии изготовления, высокая яркость отображаемой информации.

Недостатки этих индикаторов – небольшой срок службы, связанный с процессами старения полупроводниковых материалов. Следует отметить,

что в настоящее время имеются полупроводниковые материалы, обеспечивающие излучение во всем видимом диапазоне спектра. Область применения полупроводниковых индикаторов – это переносные и стационарные контрольно-измерительные приборы различного назначения.

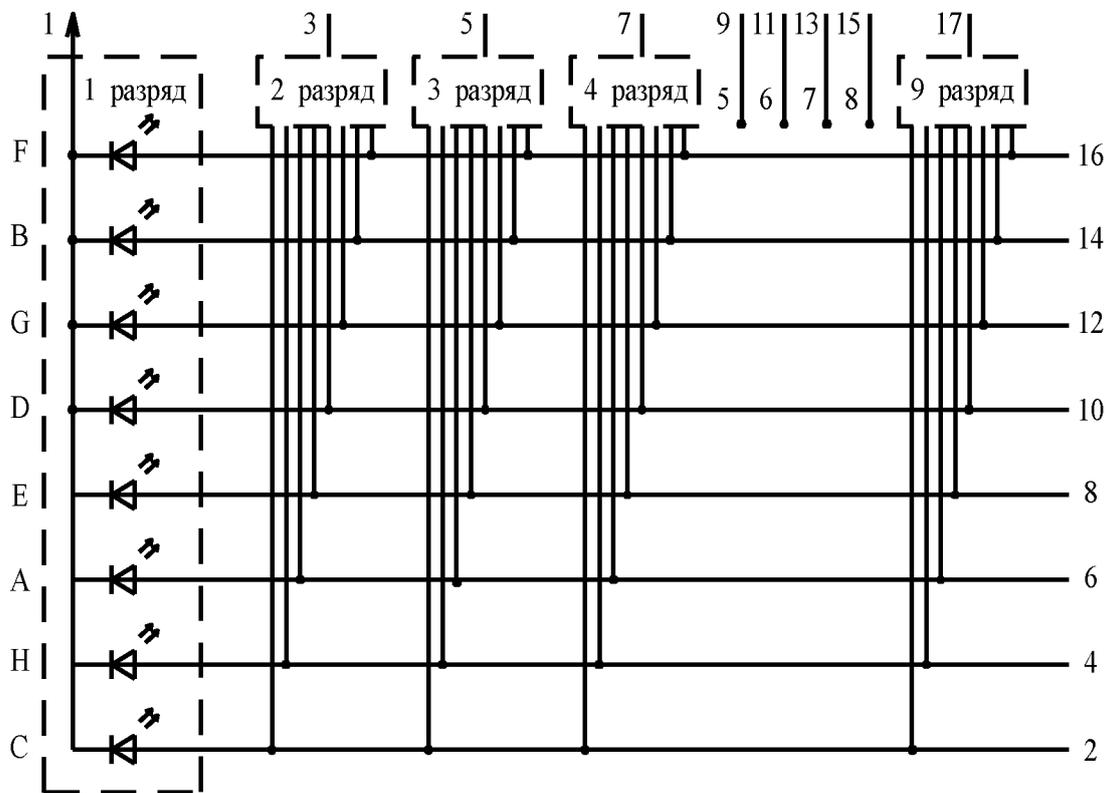


Рисунок 4.31 – Многоразрядный полупроводниковый индикатор АЛС318.

Жидкокристаллические индикаторы относятся к числу пассивных приборов, самостоятельно не излучающих свет. В основу их работы положено свойство некоторых веществ изменять свои оптические показатели (коэффициенты поглощения, отражения, рассеивания, показатель преломления или пропускания) под воздействием внешнего электрического поля. Вследствие модуляции падающего света изменяется цвет участка индикатора, к которому приложено электрическое поле. В результате «проступает» изображение, соответствующее форме электродов индикатора. Вещества, обладающие указанными свойствами, называются **жидкими кристаллами (ЖК)**. Свойства жидкого кристалла сохраняются в узком температурном диапазоне ($-5\text{ }^{\circ}\text{C} - +55\text{ }^{\circ}\text{C}$).

К основным свойствам ЖК относятся следующие: оптическая анизотропия (разные коэффициенты преломления кристалла в разных направлениях); нитевидность жидкого кристалла (наличие большой и

малой оптических осей); слабые связи между молекулами, которые легко разрушаются электрическим полем.

Так как жидкий кристалл не излучает свет, а регулирует его прохождение от постороннего источника, используется либо внешний свет (например, солнечный), либо свет встроенных излучателей (ламп накаливания, светодиодов). Индикатор включает в себя две пары электродов, по форме повторяющих отображаемый знак.

Из множества электрооптических явлений, характерных для ЖК, в устройствах отображения информации в основном практическое применение нашли *эффект динамического рассеивания*, *твист-эффект* (эффект скручивания) и *эффект гость-хозяин*. Рассмотрим первые два эффекта.

Эффект динамического рассеивания (рисунок 4.32) заключается в том, что при приложении внешнего электрического напряжения к ЖК элементарная ячейка между электродами мутнеет, рассеивая свет.

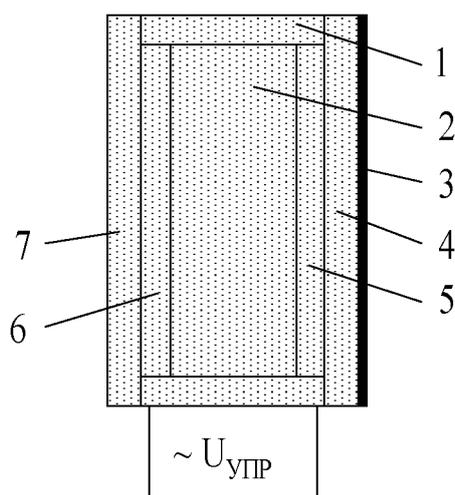


Рисунок 4.32 – Жидкокристаллический индикатор на эффекте динамического рассеивания: 1 – прокладка; 2 – жидкие кристаллы; 3 – отражающее покрытие; 4 – заднее стекло; 5 – общий электрод; 6 – прозрачные электроды сегментов; 7 – переднее стекло.

Это обусловлено тем, что при приложении электрического поля к слою ЖК с отрицательной анизотропией, молекулы ориентируются поперек поля. Движущиеся ионы, благодаря которым протекает электрический ток в ЖК, стремятся нарушить эту ориентацию. При некотором значении тока возникает состояние турбулентного движения, при котором упорядоченность структуры нарушается и кристалл мутнеет. Питательное напряжение при этом составляет единицы вольт. Время «включения» ЖК около 500 мс, а «выключения» – 150 – 180 мс.

Твист-эффект (рисунок 4.33) заключается в изменении угла вращения плоскости поляризации под влиянием внешнего электрического поля. Он наблюдается в ЖК с положительной анизотропией. В таком ЖК, находящемся между двумя светопроводящими пластинами, длинные оси молекул параллельны пластинам, а сами молекулы «скручены» в спираль. Слой скрученного ЖК поворачивает плоскость поляризации проходящего света на 90 градусов. При приложении электрического напряжения все молекулы ориентируются вдоль поля и эффект скручивания пропадает. Проступает изображение, соответствующее форме пластин.

Твист-эффект относится к числу чисто полевых эффектов. При его использовании практически не потребляется ток из источника. Он обеспечивает получение хорошего контраста изображения и проявляется при малых напряжениях 0,9 – 1,5 В. Длительность переходного процесса при включении и выключении составляет около 200 мс.

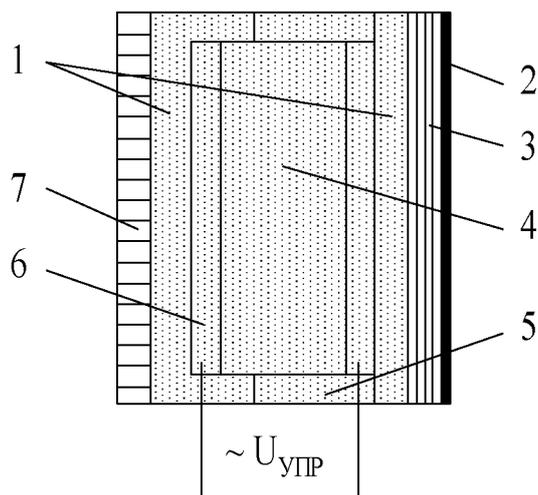


Рисунок 4.33 – Жидкокристаллический индикатор, действующий на эффекте вращения плоскости поляризации слоя жидких кристаллов, исчезающем под действием электрического поля (твист-эффект):

1 – стеклянная ячейка; 2 – отражающее покрытие; 3 – полярная пластина с вертикальной плоскостью поляризации; 4 – жидкие кристаллы; 5 – прокладка; 6 – прозрачные электроды; 7 – полярная пластина с горизонтальной плоскостью поляризации.

Питание жидкокристаллических индикаторов осуществляется переменным напряжением, либо напряжением нуль – максимум. При питании постоянным напряжением срок службы индикатора уменьшается в 10 раз. Цвет жидкокристаллических индикаторов изменяют введением в кристалл специальных красителей.

Жидкокристаллические индикаторы просты по конструкции, технологичны в изготовлении, имеют низкое энергопотребление, обеспечивают хорошую контрастность изображения, хорошо согласуются с устройствами микроэлектроники. Из семейства этих индикаторов можно назвать индикаторы для электронных часов ИЖКЦ1-4/16, индикаторы для микрокалькуляторов ИЖКЦ2-8/7, цифровые индикаторы ИЖКЦ14-4/7 и другие.

Недостатки жидкокристаллических индикаторов – низкое быстродействие, узкая диаграмма направленности их «излучения», повышенная хрупкость конструкции индикатора.

Область применения – стационарные и переносные экономичные контрольно-измерительные приборы с маломощными источниками питания.

Газоразрядные индикаторы требуют больших рабочих напряжений (десятки и сотни вольт), однако позволяют легко создавать индикаторы больших размеров, вплоть до газоразрядных экранов. Индикаторы работают в режиме питания постоянным напряжением, используя участки *нормального* и *аномального тлеющего* разряда, или с использованием высокочастотного питающего напряжения. В первом случае требуется внешний резистор для ограничения тока, во втором случае разряд сам себя ограничивает.

По конструктивным особенностям газоразрядные индикаторы делятся на три группы: *знаковые* (большая часть цифровые), *тиратронные* индикаторы (шкальные) и *матричные газоразрядные панели*. Практически все индикаторы представляют собой комбинацию диодных газоразрядных промежутков (рисунок 4.34).

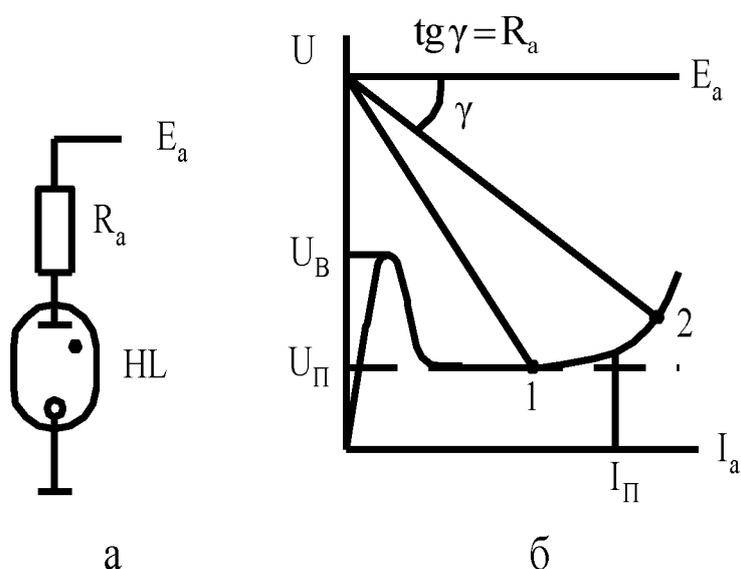


Рисунок 4.34 – Газоразрядный индикатор:

а – схема включения и условно-графическое обозначение, **б** – определение рабочей точки на вольт-амперной характеристике.

Ток в таком разрядном промежутке ограничен резистивной нагрузкой, а рабочая точка прибора определяется пересечением нагрузочной прямой с вольт-амперной характеристикой (рисунок 4.34 б).

Светоизлучающим элементом является область разряда, прилегающая к катоду. В качестве газового наполнения применяют инертные газы, которые слабо реагируют с внутренними деталями прибора. Это обеспечивает относительно большой срок службы индикаторов. Условно-графическое обозначение газоразрядного индикатора приведено на рисунке 4.34, а.

Цвет свечения определяется газовым составом, однако высокую яркость свечения в видимой области спектра обеспечивает неон и его смеси с другими инертными газами.

Яркость свечения задается величиной протекающего тока. Так как основные линии излучения неона лежат в оранжево-красной области спектра, то ею и ограничивается цвет свечения большинства газоразрядных индикаторов.

На рисунке 4.35 приведена вольт-амперная характеристика самостоятельного газового разряда. Как правило, в целях индикации используется участок нормального тлеющего разряда – участок 2.

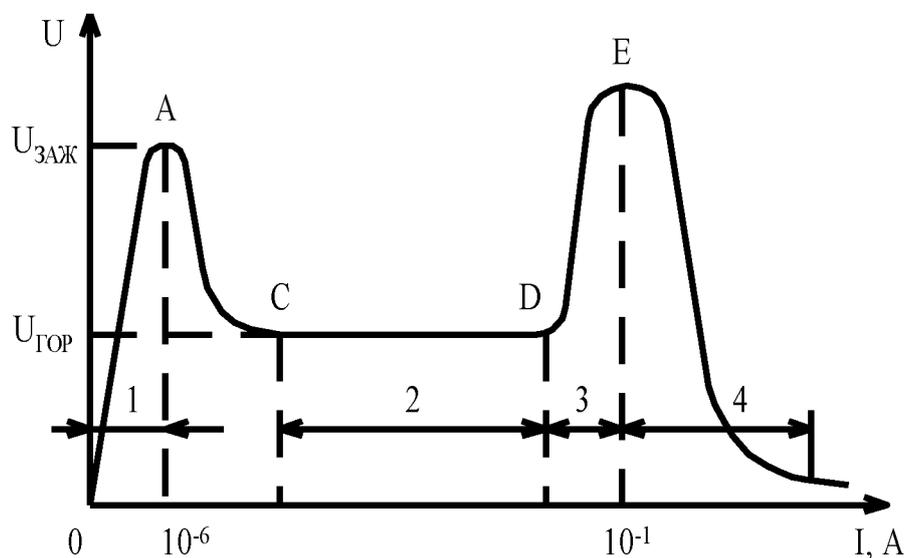


Рисунок 4.35 – Вольт-амперная характеристика газоразрядного промежутка между двумя электродами:

1 – темный разряд; 2 – нормальный тлеющий разряд; 3 – аномальный тлеющий разряд; 4 – дуговой разряд.

Знаковые индикаторы являются наиболее простыми, конструктивно включают в себя несколько катодов (по числу элементов отображения: форма катода повторяет желаемый знак) и один или несколько анодов, которые вводятся в прибор для выравнивания напряжений зажигания разряда относительно анодов для разных катодов. Подобные индикаторы благодаря привычности начертания знаков нашли в свое время широкое применение в различных контрольно-измерительных приборах с большим размером отображаемого знака (ИН1 – ИН7, ИН-12А, ИН12-Б).

Тиратронные индикаторы отличаются малой мощностью управления, наличием нескольких входов, что позволяет эффективно организовывать матричную адресацию, а также внутреннюю память. Эти индикаторы имеют управляющие сетки. Индикаторы способны запоминать информацию, так как разряд в них сохраняется до тех пор, пока есть напряжение хотя бы на одном из анодов. Важной особенностью тиратронных индикаторов является то, что для управляющих сеток они представляют собой источник тока, направление которого меняется в зависимости от состояния тиратрона.

Тиратронные индикаторы применяются как единичные элементы отображения при создании многоразрядных индикаторов (МТХ-90). Применение находят также матричные индикаторы (ИТМ1, ИТМ2), сегментные индикаторы (ИТС1), позволяющие отображать арабские цифры, а также многоэлементные (40 элементов) индикаторы для отображения буквенно-цифровой информации (ИВГ-1-5×8Л).

Матричные газоразрядные панели представляют собой множество светоизлучающих элементов, образуемых на пересечениях ортогональных электродов. Они работают как на постоянном токе, так и на переменном. Матричные панели позволяют получать **цветное изображение** телевизионным способом. Эти индикаторы используют для отображения информации большого объема на экраны большой площади, например, на табло стадионов, железнодорожных вокзалов, в качестве информационной «бегущей строки», различной рекламной информации. Подробно принципы построения таких панелей и способы управления ими будут рассмотрены во второй части пособия.

В заключение следует отметить, что не существует **универсальных световых индикаторов**. В каждом конкретном случае выбирается тот или иной тип индикатора в зависимости от предъявляемых технических и экономических требований. Так, например, если требуется экономичность работы индикаторов, выбирают жидкокристаллические или полупроводниковые. Если требуется высокая яркость изображения и широкая диаграмма направленности излучения, выбирают газоразрядные индикаторы. Требование долговременной работы вызывает использование вакуумных накальных индикаторов.

Вопросы и задания для самопроверки

1. Каково назначение оптических излучателей и фотоприемников?
2. Назовите основные излучатели оптоэлектроники и области их рационального применения.
3. Поясните принцип действия накальных и газоразрядных излучателей.
4. В чем особенности электролюминесцентных излучателей?
5. Назовите основные характеристики и параметры инжекционных светодиодов.
6. Какие требования предъявляются к диаграммам направленности оптического излучения?
7. Перечислите основные фотоприемники и укажите области их рационального применения.
8. Поясните принцип действия фоторезисторов.
9. Поясните принцип действия фотодиодов, два режима их подключения в электрическую цепь.
10. Поясните принцип действия фототранзисторов, их основные характеристики и параметры.
11. Поясните принцип действия фототиристора.
12. Что такое фототиристорные силовые модули?
13. Поясните назначение и конструктивные особенности оптронов и оптопар в оптоэлектронике.
14. Объясните особенности и области применения оптоэлектронных (твердотельных) реле.
15. Какие функции выполняют элементы световой индикации?
16. Назовите основные типы применяемых в электронике оптических индикаторов и области их рационального использования.
17. Поясните принцип действия вакуумных световых индикаторов.
18. Поясните принцип действия и особенности применения полупроводниковых световых индикаторов.
19. В чем преимущества и недостатки жидкокристаллических световых индикаторов?
20. Поясните физические эффекты, лежащие в основе работы жидкокристаллических индикаторов.
21. Поясните принцип действия газоразрядных световых индикаторов.
22. Нарисуйте условно-графические изображения изученных приборов оптоэлектроники.

23. Сравните изученные световые индикаторы по основным характеристикам и параметрам.

24. Поясните принципы управления многозарядными световыми индикаторами.

25. В чем удобство семисегментных элементов отображения?

СПИСОК ИСТОЧНИКОВ ИНФОРМАЦИИ

- 1 Байбородин Ю.В. Основы лазерной техники. – Киев: Вища школа. Головное изд-во, 1981. – 408 с.
- 2 Пихтин А.Н. Физические основы квантовой электроники и оптоэлектроники: Учеб. пособие для вузов. – М.: Высш. шк., 1983. – 304 с.
- 3 Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике: Учеб. руководство. – 2 - изд., испр. и доп. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988. – 336 с.
- 4 Ярив А. Квантовая электроника: Пер. с англ. / Под ред. Я.И.Ханина. – 2 - изд. – М.: Сов. радио, 1980. – 488 с.
- 5 Звелто О. Принципы лазеров : Пер. с англ. – 2 - е перераб. и доп. изд. – М.: Мир, 1984. – 400 с.
- 6 Хансперджер Р. Интегральная оптика: Теория и технология. Пер. с англ. – М.: Мир, 1985. – 384 с.
- 7 Носов Ю.Р. Оптоэлектроника. М.: Сов. радио, 1977. – 232 с.
- 8 Шарупич Л.С., Тугов Н.М. Оптоэлектроника: Учебник для техникумов. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 256 с.
- 9 Носов Ю.Р. Оптоэлектроника. – 2 - е изд., перераб. и доп. – М.: Радио и связь, 1989. – 360 с.
- 10 Суэмацу Я. и др. Основы оптоэлектроники: Пер. с яп. – М.: Мир, 1988. – 288 с.
- 11 Яблонский Ф.М., Троицкий Ю.В. Средства отображения информации: Учеб. для вузов спец. «Промышленная электроника». – М.: Высш. шк., 1985. – 200 с.
- 12 Оптоэлектронные реле серии КР293. Справочный листок. – «Радио», 1996, № 6, с. 55 – 58.
- 13 Юшин А.М. Оптоэлектронные приборы и их зарубежные аналоги: Справочник. В 5 т. – М.: ИП РадиоСофт, 1998 – 2002.
- 14 Тарасов Л.В. Лазеры: действительность и надежды. – М.: Наука. Главная редакция ф-м литературы, 1985. – 176 с.
- 15 Текстовые документы в сфере учебного процесса. Общие требования к выполнению. СТВУЗ – ХПИ – 3.01 – 2000.– Харьков, НТУ «ХПИ», 2001. – 40 с.

Навчальне видання

КОЛЕСНИК Юрій Ігоревич

КВАНТОВА ЕЛЕКТРОНІКА

Навчальний посібник

для студентів спеціальностей 7.090803 «Електронні системи» і
7.090804 «Фізична і біомедична електроніка» кафедри
«Промислова і біомедична електроніка»
денної та заочної форм навчання

Російською мовою

Роботу рекомендував до видання д-р техн. наук, проф. В.Т.Долбня

В авторській редакції

План 2004, поз. 1.

Підп. до друку 15.01.04 р. Формат 60x84 1/16. Папір Могра.
Друк – ризографія. Гарнітура Таймс. Ум. друк. арк. 7,5.
Обл.-вид. арк.. 8,6. Наклад 100 прим. Зам. № . Ціна договірна.

Видавничий центр НТУ «ХПІ». Свідоцтво ДК № 116 від 10.07.2000 р. 61002. Харків, вул.. Фрунзе, 21.
--

Центр оперативної поліграфії «Рейтинг», 61022, Харків, вул. Сумська, 37.
