

КАЗАНСКИЙ (ПРИВОЛЖСКИЙ)  
ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ  
КАФЕДРА КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ  
И РАДИОСПЕКТРОСКОПИИ

ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ ПО КУРСУ  
«КВАНТОВАЯ РАДИОФИЗИКА»

# **СОВРЕМЕННЫЕ ИНЖЕКЦИОННЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ**

ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ

Марисов М.А.  
Низамутдинов А.С.  
Семашко В.В.

2014 г.

УДК 535.14; 535.374:621.375.8

Методическое пособие к лабораторным работам «Полупроводниковый ОКГ» и «Лазер на гетероструктурах» по курсу «Квантовая радиофизика» для бакалавров по направлению 511500 – «Радиофизика», для специалистов по специальности 013800 – «Радиофизика и электроника» физического факультета (под редакцией д.ф.-м.н., доц. Семашко В.В.)

Составители: Марисов М.А.  
Низамутдинов А.С.  
Семашко В.В.

Рецензент: д.ф.-м.н., в.н.с. Казанского физико-технического института им. Е.К.Завойского КНЦ РАН, Калачев А.А..

Институт Физики Казанского (Приволжского)  
федерального университета, 2014

## ВВЕДЕНИЕ

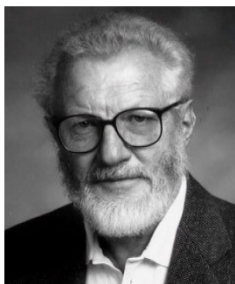
Возможность существования вынужденного излучения была предсказана А.Эйнштейном в 1917 году и спустя 11 лет Р.В.Ладенбург, используя запаянные трубки с газообразным неоном, экспериментально его пронаблюдавал. В 1940 советский физик В.А.Фабрикант предложил метод создания инверсной населенности и достижения эффекта оптического усиления. Наконец, в 50-х годах XX века независимо друг от друга советские физики А.М.Прохоров и Н.Г. Басов и американский физик Ч.Таунс пришли к идее использования резонатора и в 1954 году на основе переходов молекул аммиака был создан первый квантовый генератор микроволнового диапазона - мазер<sup>1</sup>. В 1958 году Ч.Таунс и А.Шавлов опубликовали концепт оптического мазера (лазера) с открытым зеркальным резонатором, но первый работающий лазер появился лишь в 1960 году в лаборатории Т.Меймана (рубиновый лазер)<sup>2</sup>.

---

<sup>1</sup> В 1964 году Ч.Таунс, Н.Г.Басов и А.М.Прохоров были удостоены Нобелевской премии .

<sup>2</sup> История создания лазера связана еще с двумя именами, которые обычно не упоминаются, но вклад этих исследователей в развитие квантовой электроники является неоспоримым. Так

В 60-70 года XX века «лазерная тематика» испытывала настоящий бум и на протяжении долгих лет остается одной из самых интенсивно разрабатываемых направлений физики. Эра полупроводниковых лазеров началась в 1962 году, когда американский физик Р.Н. Холл запустил первый полупроводниковый лазер, который, однако, не представлял никакой практической ценности из-за высокого значения порогового тока и работал лишь при



**Герберт Крёмер**

*(род. 1928 г.)*



**Жорес Ива́нович Алфёров**

*(род. 1930 г.)*

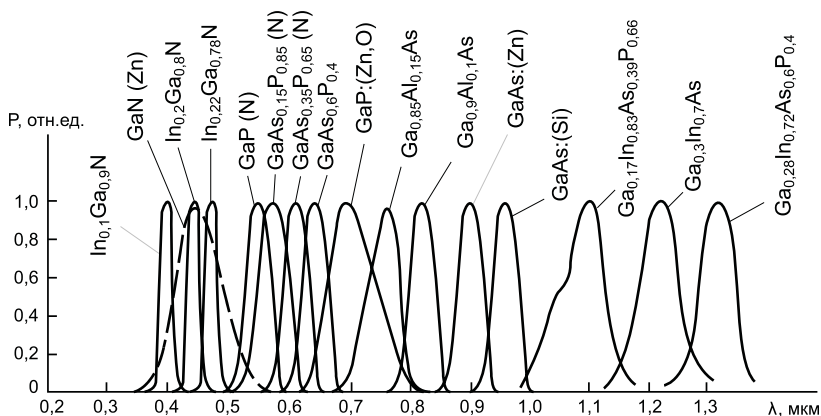
---

один из них - Роберт Дике в 1956 году подал патент на лазер, однако он посчитал несущественным требование создания инверсной населенности; второй – Гордон Гулд в 1957 году нотариально зарегистрировал свое открытие и подал заявки на патенты использования оптического ОКГ в различных сферах науки и техники. Знаменательно, что именно ему принадлежит удачная аббревиатура оптического ОКГ - «LASER». Однако права на изобретения Г.Гулда были признаны лишь только в 80-х годах после многолетних судебных тяжб [1, 13]



температуре жидкого азота.

В 1963 году Жорес Алфёров и Герберт Крёмер независимо друг от друга разработали теорию полупроводниковых гетероструктур<sup>3</sup>, основные принципы работы которых представлены в данном методическом пособии [1, 2].



**Рис. 1.** Спектральные характеристики лазерных диодов, изготовленных из различных полупроводниковых материалов [3]

Первые полупроводниковые лазеры, которые получили название «инжекционных», удалось реализовать в 1962 году на *арсениде галлия*, однако и в настоящее время инжекционные лазеры продолжают привлекать

<sup>3</sup> Оба лауреаты Нобелевской премии по физике 2000 года «За разработку полупроводниковых гетероструктур, используемых в высокочастотной и оптоэлектронике».

внимание, поскольку представляют собой простые, компактные и, главное, высокоэффективные приборы по преобразованию электрической энергии в энергию когерентного излучения.

В настоящее время полупроводниковые лазеры широко используются практически во всех отраслях науки, производства, в сферах обслуживания, в системах связи и хранения информации, в медицине, метрологии и т.д.<sup>4</sup>. Такой широкий спектр приложений обусловлен возможностью их накачки непосредственно электрическим током. Современные полупроводниковые лазеры характеризуются высоким КПД, работают в широком спектральном диапазоне (380–1650 нм) (рис.1).

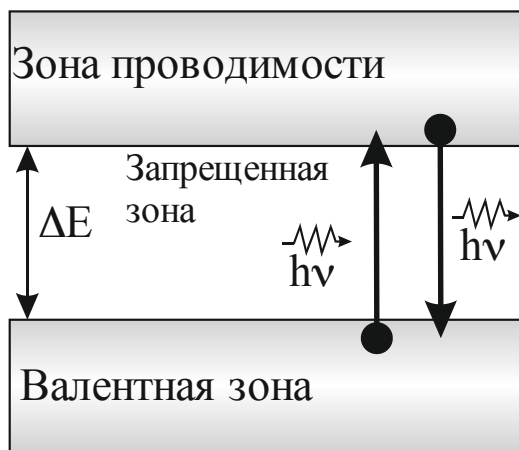
---

<sup>4</sup> В своей научно-популярной видео-лекции на канале «Культура» в апреле 2010 года Ж. Алферов обозначил достижения развития полупроводниковой технологии в социальной сфере как «Полупроводниковая революция» (см., например, <http://www.tvkultura.ru/page.html?cid=10524&p=13>)

# **1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ**

При описании квантовой системы в случае полупроводниковых кристаллов нельзя рассматривать волновую функцию отдельного атома, как это делается, например, в случае активированных диэлектриков (кристаллах и аморфных телах), где в качестве лазерных выступают переходы между узкими энергетическими состояниями ионов примеси - активаторов. Усиление и генерацию электромагнитного излучения в полупроводниковых структурах осуществляют с использованием переходов между энергетическими состояниями самой кристаллической матрицы – зоной проводимости и валентной зоной (см. рис.2). В таких системах рабочими лазерными переходами являются переходы излучательной рекомбинации электронов и дырок, которая реализуется в области  $p$ - $n$  перехода полупроводниковых материалов. При этом процесс излучения тесно связан с механизмом переноса заряженных носителей через этот  $p$  –  $n$  переход. Таким образом, в отличие от атомов и молекул

полупроводниковые кристаллы<sup>5</sup> как системы ионов характеризуются не узкими энергетическими уровнями, а широкими полосами – зонами энергетических состояний (рис.2).



**Рис. 2.** Схематическая структура энергетических зон  
в кристаллах полупроводников

Разрешенные зоны отделены друг от друга

---

<sup>5</sup> В зонной теории твёрдого тела принята следующая условная классификация материалов по взаимному расположению валентной зоны и зоны проводимости: диэлектрик (запрещенная зона  $\Delta E > 3$  эВ), полупроводник ( $\Delta E < 3$  эВ), проводник (зоны перекрываются, образуя единую зону проводимости).

запрещенной зоной  $\Delta E$  ( $\Delta E = E_c - E_v$ ). Ширина запрещенной зоны  $\Delta E$  – одна из важнейших характеристик полупроводника. Ширина запрещенной зоны определяет удельную проводимость кристалла, ее температурную зависимость, а также спектральный диапазон прозрачности полупроводника.

Несмотря на то, что полупроводники характеризуются широкими зонами энергетических состояний, к ним по-прежнему применимы постулаты Бора и уравнения Эйнштейна, описывающие поглощение, спонтанное и вынужденное излучение.

На сегодняшний день известны следующие лазерные полупроводниковые материалы, которые в свою очередь различаются лишь способом создания инверсной населенности:

- а. Лазеры на р – n переходе (инжекционные лазеры);
- б. Лазеры с оптической накачкой;
- с. Лазеры с электронным возбуждением;
- д. Лазеры с прямым электрическим возбуждением (лавинный пробой).

В рамках данного пособия мы ограничимся рассмотрением только инжекционных лазеров.

## 1.1. Инверсия населенностей в полупроводниковых средах

В полупроводнике, подвергнутом нагреву, облучению или пропусканию тока, электроны валентной зоны, поглощая эту энергию возбуждения, приобретают способность преодолеть запрещенную зону и перейти в зону проводимости. В результате этого образуются пары носителей заряда: электроны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне, что приводит к возникновению *электронно-дырочной проводимости*. В результате обратного перехода электронов из зоны проводимости в валентную зону пары электрон и дырка рекомбинируют, выделяя избыточную энергию, полученную электронами извне в процессе возбуждения (накачки).

При отсутствии внешних воздействий на полупроводник электронно-дырочные пары возникают и рекомбинируют в результате теплового движения и испускания фотонов. Причем оба этих процесса уравнивают друг друга и в полупроводнике устанавливается тепловое равновесие электронов и дырок. Оно характеризуется некоторым равновесным числом дырок в валентной зоне и электронов в зоне проводимости.

К электронам в полупроводниковом кристалле можно

применить принцип Паули, согласно которому каждый энергетический уровень может быть занят не более чем двумя электронами с двумя разными спинами. Вероятность заполнения электронами любого уровня с энергией  $E$  при температуре  $T$  описывается функцией Ферми-Дирака [4]:

$$f(E) = \left\{ 1 + \exp \left( \frac{E - \mu}{kT} \right) \right\}^{-1} \quad (1.1)$$

где  $f$  - вероятность того, что электрон будет находиться в квантовом состоянии с энергией  $E$ ,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура,  $\mu$  – электрохимический потенциал или уровень Ферми.

Физический смысл уровня Ферми заключается в следующем. При температуре  $T \rightarrow 0\text{K}$ , вероятность обнаружения электрона с энергией  $E$  задается выражениями:

$$\begin{aligned} f &= 1 \text{ при } E < \mu \\ f &= 0 \text{ при } E > \mu \end{aligned} \quad (1.2)$$

Таким образом,  $\mu$  - это граница между полностью

заполненными и пустыми уровнями при температуре 0 К. При любой температуре отличной от 0 К вероятность обнаружения фермиона на уровне Ферми составляет  $\frac{1}{2}$ . В зависимости от количества фермионов в системе уровень Ферми смещается. В вырожденных полупроводниках (когда концентрация донорных или акцепторных примесей достигает порядка  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) уровень Ферми смещается в зону проводимости либо в валентную зону, в соответствии со знаком основных носителей заряда. В невырожденных полупроводниках уровень Ферми находится внутри запрещенной зоны. Если предположить, что такой полупроводник находится при температуре 0 К, то его валентная зона окажется полностью заполненной, а зона проводимости – пустой.

Предположим, что каким либо образом часть электронов из валентной зоны переведено в зону проводимости. При этом время, за которое установится тепловое равновесие внутри энергетических зон (внутризонная релаксация), составляет  $10^{-13}$ - $10^{-15}$  с, что на много быстрее, чем время установления равновесия между зонами ( $10^{-10}$ - $10^{-12}$  с). Следовательно, в каждой из зон по отдельности установится тепловое равновесие, тогда как кристалл в целом не будет находиться в состоянии



теплового равновесия. В этом случае распределение носителей заряда по энергетическим уровням в каждой зоне можно рассматривать независимо друг от друга. Вероятности заполнения валентной зоны  $f_v$  и зоны проводимости  $f_c$  будут задаваться выражениями:

$$\begin{aligned} f_v(E) &= \left\{ 1 + \exp \left( \frac{E - \mu_v}{kT} \right) \right\}^{-1} \\ f_c(E) &= \left\{ 1 + \exp \left( \frac{E - \mu_c}{kT} \right) \right\}^{-1} \end{aligned} \quad (1.3)$$

Здесь  $\mu_c$  и  $\mu_v$  – так называемые квазиуровни Ферми зоны проводимости и валентной зоны соответственно. Как видно из выражений (1.3), при температуре 0 К  $\mu_c$  и  $\mu_v$  задают границы между заполненными и незаполненными уровнями энергии внутри каждой из зон.

Рассмотрим процессы поглощения и вынужденного излучения, связанные с переходами системы между уровнями  $E_2$  и  $E_1$  находящимися в зоне проводимости и в валентной зоне соответственно. Вероятность вынужденного излучения  $E_2 \rightarrow E_1$  будет пропорциональна произведению вероятности заполнения верхнего уровня и вероятности того, нижний уровень будет свободен.

$$f_c(E_2)[1 - f_v(E_1)] .$$

Аналогично для поглощения  $E_1 \rightarrow E_2$  имеем:

$$f_v(E_1)[1 - f_c(E_2)] . \quad (1.4)$$

Для того, чтобы в среде наблюдалось усиление оптического излучения, необходимо, чтобы вероятность вынужденного излучения была больше вероятности поглощения:

$$f_c(E_2)[1 - f_v(E_1)] - f_v(E_1)[1 - f_c(E_2)] > 0 . \quad (1.5)$$

То есть чтобы:

$$f_c(E_2) > f_v(E_1) . \quad (1.6)$$

С учетом выражений (1.3) получаем условие инверсной населенности для полупроводника:

$$\mu_c - \mu_v > E_2 - E_1 = h\nu . \quad (1.7)$$

При этом очевидно, что энергия фотона должна быть больше ширины запрещенной зоны  $\Delta E$ . Таким образом,

получаем условие, приблизительно устанавливающее ширину контура усиления полупроводникового лазера:

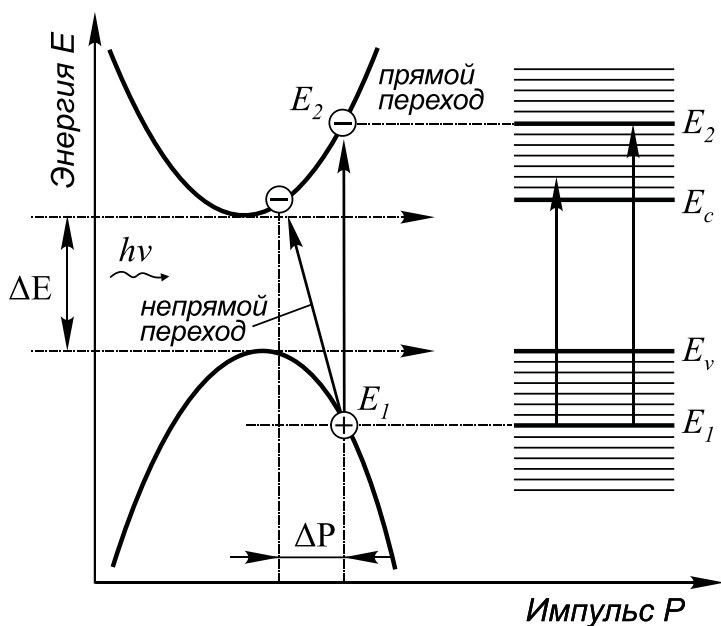
$$\Delta E < h\nu < \mu_c - \mu_v \quad (1.8)$$

Обычно эта ширина оказывается довольно большой и составляет  $\Delta\nu \approx 400 \text{ см}^{-1}$ .

Наиболее удобным способом создания инверсной населенности в полупроводниковом лазере является накачка электрическим током, пропускаемым через *p-n* переход, включенного в прямом направлении. При этом инверсия населенности достигается в узкой полосе ( $\sim 1 \text{ мкм}$ ) между областями *p* и *n* типа.

## 1.2. Прямые и не прямые переходы в полупроводниках

Электроны и дырки в полупроводниках как и свободные частицы, имеют массу  $m^*$  и импульс  $p^2 = 2Em^*$ , но строго говоря, это эффективная масса и импульс, несколько отличающиеся от подобных характеристик свободных частиц.



**Рис. 3.** Прямые и не прямые переходы в полупроводнике,  $P$  – импульс, соответствующий колебаниям кристаллической решетки [5]

Если рекомбинация электронно-дырочной пары не сопровождается возбуждением или поглощением фонона<sup>6</sup>, то такой переход электрона в валентную зону называется *прямым* (рис.3). В таком случае в соответствии с законом сохранения импульса электрон до и после перехода должен иметь равные импульсы. При *непрямых* переходах поглощение излучения  $\nu \sim \Delta E/h$  сопровождается возбуждением или поглощением фонона, т.е. колебанием кристаллической решетки полупроводника с порцией энергии  $E_\phi \sim \hbar \nu_{ze}$ , где  $\nu_{ze}$  – частота звуковых колебаний решетки. При непрямых переходах для процесса рекомбинации необходимо, чтобы электрон и дырка имели почти равные, но противоположные импульсы, отличающиеся на ничтожно малый импульс фонона, т.е.:

$$p_e = p_d + p_\phi \quad (1.9)$$

Поскольку вероятность излучательных переходов с участием трех частиц ниже, чем двух, то, следовательно, вероятность излучательной рекомбинации в непрямозонных полупроводниках будет заведомо меньше,

---

<sup>6</sup> Фонон – квазичастица, квант колебания кристаллической решетки.

чем в прямозонных<sup>7</sup>. Таким образом, для оптоэлектронных устройств предпочтительнее использовать полупроводниковые соединения с прямозонной энергетической структурой, спектральный диапазон которых соответствует области фундаментального поглощения.

---

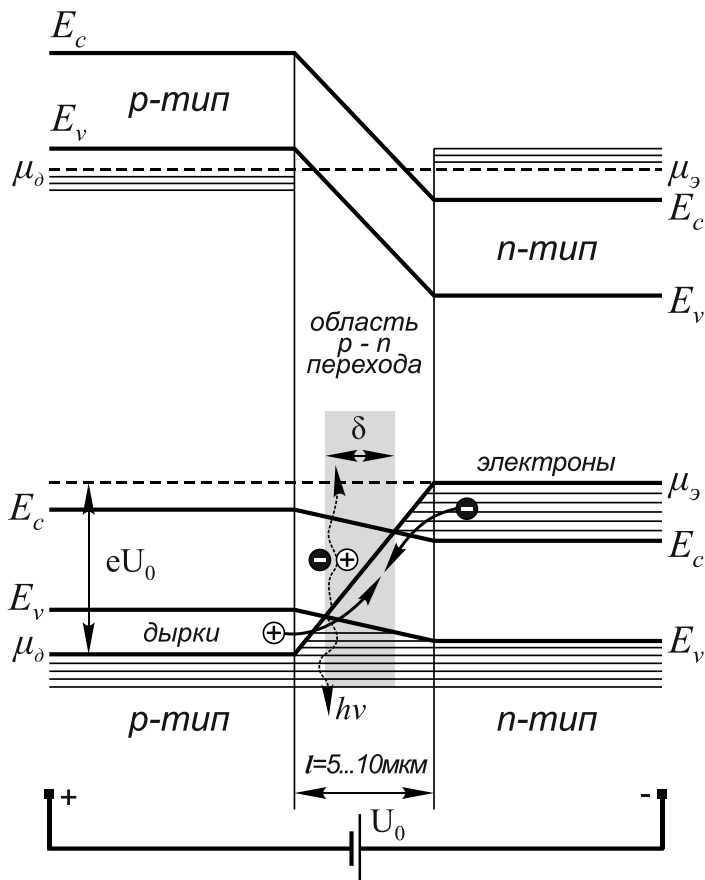
<sup>7</sup> О прямых и не прямых переходах см. подробнее, например, в [10].

### 1.3. Зонная диаграмма инжекционного лазера

Место контакта полупроводников  $n$ - и  $p$ - типов называют электронно-дырочным  $p - n$  переходом (гомопереходом), важной характеристикой которого является потенциальный барьер. В момент соединения  $p$ - и  $n$ -полупроводников со своими значениями энергий уровней Ферми электроны и дырки будут рекомбинировать в области  $p-n$  перехода, излучая фотоны, и через время порядка  $10^{-8}$  с носители заряда перейдут в новое равновесное состояние, уровни Ферми совместятся, а излучение прекратится. Это равновесие носит динамический характер, выражающийся в том, что диффузный ток дырок из  $p$ -области в  $n$ -область полностью скомпенсирован током, создаваемым электронами, движущимися в противоположном направлении. В равновесных условиях уровни Ферми в  $p$ - и  $n$ - областях совпадают (см.рис.4).

Качественных изменений можно достичь, если приложить к  $p - n$  переходу внешнее напряжение  $U_0$ , которое понижает потенциальный барьер и приводит к инжекции (отсюда и инжекционный лазер) электронов из  $n$ -области и дырок из  $p$ -области в область электронно-

дырочного перехода, как показано на рис.4. Теперь токи не скомпенсированы. Два уровня Ферми становятся разделенными промежутком, равным приложенному потенциалу.



**Рис. 4.** Энергетическая схема p – n перехода вырожденного полупроводника GaAs до и после включения источника напряжения  $U_0$  в прямом



направлении [5]

При этом уровень Ферми для электронов  $\mu_c$  в зоне проводимости в некоторой области перехода  $\delta$  окажется выше «дна» зоны проводимости  $E_c$  для полупроводника  $n$ -типа, а уровень Ферми в валентной  $\mu_v$  в этой же области полупроводника – ниже «потолка» валентной зоны  $E_v$  для полупроводника  $p$ -типа (или эквивалентно: плотность электронов у дна зоны проводимости окажется выше, чем у потолка валентной зоны).

Следовательно, в одной и той же области  $p - n$  перехода будет выполняться условие инверсной населенности (1.6).

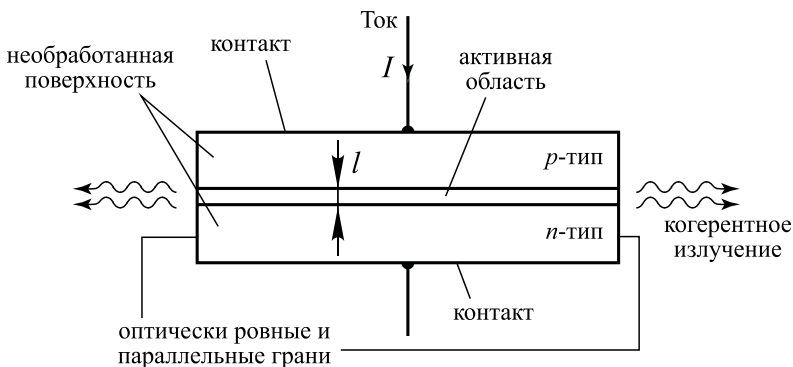
Если в этой области распространяется излучение с энергией квантов, удовлетворяющей условию (1.7), то оно может индуцировать только переходы, направленные вниз от заполненных состояний зоны проводимости на свободные состояния у потолка валентной зоны.

Минимальный ток, при котором усиление излучения за счет вынужденных переходов равно его потерям в кристалле полупроводника, называется *пороговым*. Условие инверсии в  $p - n$  переходе тем более выражено, чем выше электрическое поле в переходе, то есть чем

большой ток протекает через этот переход. Вначале, при малых значениях тока, наблюдается спонтанное излучение (рекомбинационная люминесценция), распространяющееся во всех направлениях. При увеличении смещения ток достигает порогового значения, при котором создаются условия для стимулированного излучения, и  $p - n$  переход испускает монохроматичный луч света, направленный в плоскости  $p - n$  перехода.

## 1.4. Структурная схема инжекционного лазера

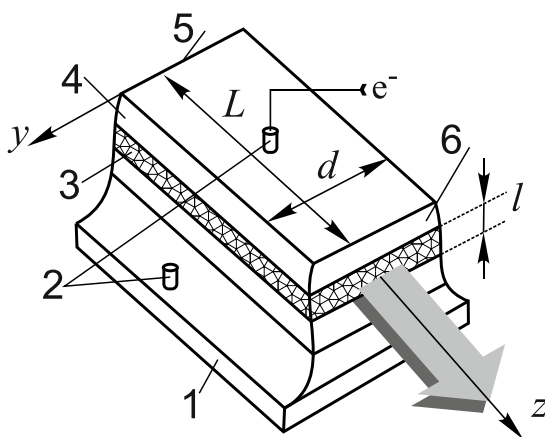
Структурная схема инжекционного лазера на гомопереходе приведена на рис. 5 и 6.



**Рис. 5.** Структура полупроводникового лазера на гомопереходе. Две боковые грани структуры скалываются или полируются перпендикулярно плоскости перехода. Две другие делаются шероховатыми для того, чтобы исключить образование положительной обратной связи в направлениях, не совпадающих с главным (резонатором Фабри — Перо) [4].

Две боковые грани кристалла параллельны и представляют собой отражатели оптического резонатора,

длина которого составляет  $10 - 200$  мкм. За счет большого показателя преломления  $n = 2,4 - 3,6$  для диапазона длин волн  $\lambda = 0,8 - 2,9$  мкм получается значительным (20% – 40%) коэффициент отражения на границе кристалл-воздух.



**Рис. 6.** Схема полупроводникового лазера: 1 –

молибденовая золоченая подложка, 2 –

электрические контакты инжекции носителей, 3 – p-n

переход полупроводника, 5 – полированные грани, 6

- полупроводник n-типа [5]

Полированные грани, образующие оптический резонатор, обеспечивают положительную обратную связь, необходимую для генерации излучения.

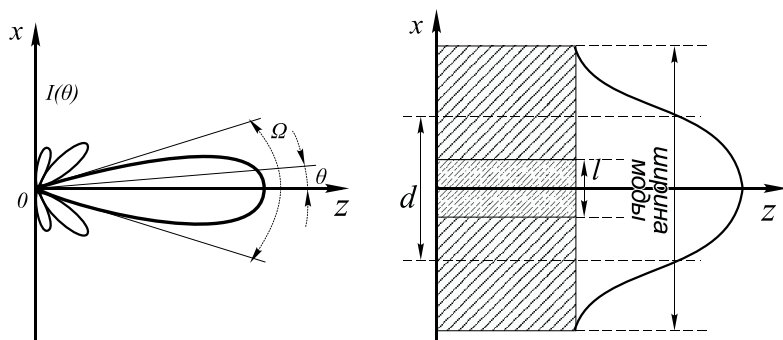
## 1.5 Спектральные и энергетические характеристики инжекционного лазера

Момент генерации вынужденного излучения в полупроводниковом лазере определяется по резкому сужению спектральной линии и уменьшению расходимости излучения. Физическая природа этого сужения такая же, как и в других типах лазеров: в активной среде происходит усиление лишь тех мод, которые соответствуют собственным колебаниям резонатора при выполнении условия инверсии населенностей. Спектральный состав колебаний в оптическом резонаторе полупроводникового лазера не является эквидистантным из-за значительной дисперсии активного вещества, т.е. зависимости показателя преломления от частоты. Расстояние между продольными модами определяется следующим соотношением [4]:

$$\Delta\nu = c\{2L(n - \nu_0 dn/d\nu)\}^{-1}, \quad (1.10)$$

где  $dn/d\nu$  – градиент показателя преломления в области частот генерируемого излучения,  $L$  – длина кристалла,  $c$  – скорость света,  $n$  – показатель преломления,  $\nu_0$  – частота

излучения. Величина  $\Delta\nu$  составляет порядка  $10^{15}$  Гц.



**Рис.7.** Расходимость в дальней зоне (слева) и распределение поля излучения в области активного слоя (справа) [5]

Расходимость излучения определяется по диаграмме направленности полупроводникового лазера при наблюдении поля излучения в дальней зоне. На рис.7 изображены типичная диаграмма направленности лазерного полупроводникового диода с главным и боковыми лепестками. Угловое распределение интенсивности  $I(\theta)$  соответствует дифракционной картине, создаваемой щелью ширины  $d$  равномерно возбужденного активного слоя. Это означает, что распределение поля излучающей моды  $E_x$  ограничено по высоте в направлении,

нормальном к плоскости перехода [4]:

$$I(\theta) \sim \frac{1}{\theta^2} \sin^2 \left\{ \frac{\pi d}{\lambda} \theta \right\}, \quad (1.11)$$

где  $\lambda$  – длина волны излучения,  $\theta$  – азимутальный угол.

Ширину  $p - n$  перехода  $d$  в продольном направлении (обозначение см. на рис.7) можно оценить по угловому раствору лепестка [4]:

$$\Omega \sim 2\lambda/d. \quad (1.12)$$

Для лазерных диодов на арсениде галлия обычно  $\Omega \approx 30^\circ$ , что соответствует ширине активного слоя  $d \approx 4$  мкм. Расходимость лазерного луча в плоскости  $p - n$  перехода примерно на порядок меньше. На некотором расстоянии у любого изначально параллельного пучка появляется дифракционная расходимость, определяемая углом:

$$\gamma_{\text{диф}} \cong 1.22\lambda/nd_n, \quad (1.13)$$

где  $d_n$  – диаметр сечения пучка излучения,  $n$  – показатель преломления среды.

Толщина активного слоя в поперечном направлении  $l$

соизмерима с расстоянием, на которое диффундируют электроны, попавшие в р-область, до момента рекомбинации. Из количественной оценки  $l \sim 1 \text{ мкм}$ <sup>8</sup> следует, что для гомоструктурного инжекционного лазера размеры активного рекомбинационного слоя много меньше ширины моды электромагнитного поля в том же направлении (см. правую часть рис. 7). Это обстоятельство существенно влияет на пороговый ток  $i_{\text{пор}}$  и мощность полупроводникового лазера  $P_{\text{вых}}$ , которые выражаются следующим соотношением [4]:

$$P_{\text{вых}} = \frac{h\nu}{eU_{pn}} \eta (1 - r_2) P_{\text{эл}} - i_{\text{пор}} U_{pn}, \quad (1.14)$$

где  $U_{pn}$  – напряжение на р – n переходе,  $\eta$  – внешний квантовый выход,  $r_2$  – коэффициент отражения полупрозрачной грани кристалла,  $P_{\text{эл}}$  – электрическая мощность инжекции р – n перехода,  $i_{\text{пор}}$  – пороговый ток инжекции носителей заряда.

Отличительной особенностью инжекционных лазеров является высокий по сравнению с другими активными

---

<sup>8</sup> Из теории диффузии: коэффициент диффузии  $D \sim 10 \text{ см}^2/\text{с}$ , время жизни электрона в возбужденном состоянии  $\tau \sim 10^{-9} \text{ с}$ ,  $l = \sqrt{D\tau}$ . Подробнее см., например, в [14].



средами коэффициент усиления  $G(\nu)$ , что является прямым следствием того, что в полупроводниковых лазерах происходит непосредственное превращение энергии электрического тока в энергию лазерного излучения.

Количественной величиной, определяющей к.п.д. лазера, является квантовый выход. В теории полупроводников он подразделяется на внутренний и внешний квантовые выходы [5]. Под *внутренним квантовым выходом*  $\eta_0$  подразумевается отношение количества фотонов, излученных за одну секунду в р – n переходе к количеству актов рекомбинации пар за то же время. Под *внешним квантовым выходом*  $\eta$  – количество фотонов, выходящих из полупроводникового лазера за одну секунду к количеству актов рекомбинации пар за одну секунду. Из-за потерь энергии носителей заряда в кристаллах внешний квантовый выход всегда меньше внутреннего:

$$\eta_0 = \frac{h\omega}{h\omega_n} \sim e \frac{U_0 - U_{pn}}{P_{эл}}; \quad \eta_0 = \frac{P_{вых}}{P_{эл} - i^2 R} \cong \eta \frac{U_{pn}}{U_0}, \quad (1.15)$$

где  $\omega_n$ ,  $P_{эл} = I_n U_0$  – частота и мощность накачки, R – сопротивление, включенное последовательно к р – n

переходу.

Изменение температуры активной среды приводит не только к увеличению порогового тока с ростом температуры, но и изменению спектра излучения, что является прямым следствием зависимости показателя преломления от температуры, что приводит к изменению собственных мод резонатора и расстояния между ними.

При комнатной температуре лазеры на гомопереходах обладают высокой пороговой плотностью тока (порядка  $10^5$  А/см<sup>2</sup>). Это значение обусловлено следующими основными причинами:

1. Размер лазерного пучка ( $\sim 5$  мкм) значительно превышает активную область в поперечном направлении ( $l = 1$  мкм). В результате чего он проникает далеко в р- и п-области, где не выполняется условие инверсной населенности, и испытывает сильное поглощение.

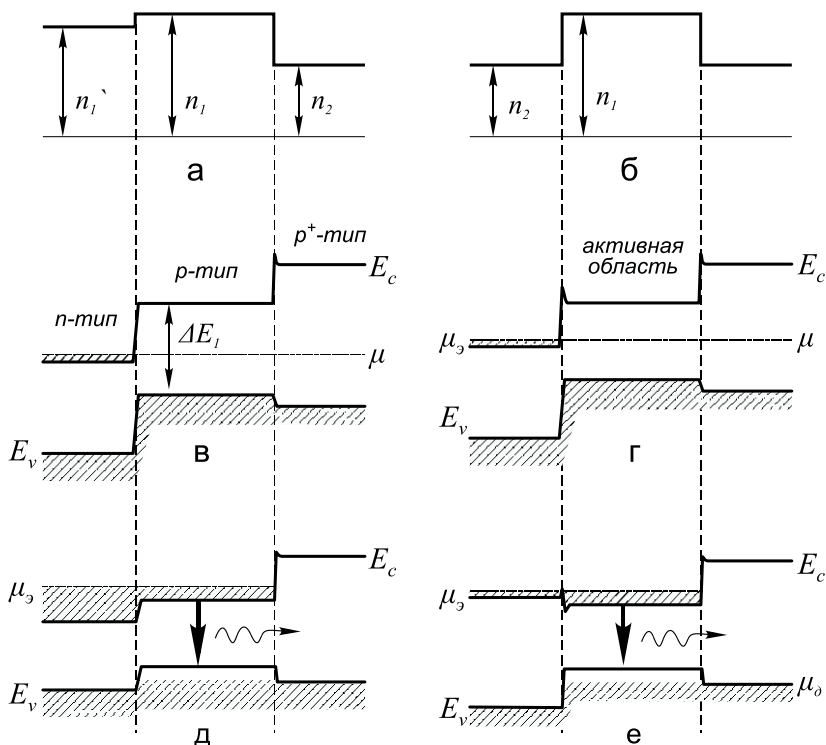
Значительная часть электронов проскакивает через р – п переход и не участвует в рекомбинации. Практически энергии фотонов излучения получаются меньше вследствие взаимодействия носителей друг с другом, с кристаллической решеткой, примесями, экситонами и т.д. В создании вынужденного излучения участвует сравнительно малая часть носителей. Это требует

протекания больших токов инжекции ( $\sim 10^5$  А/см<sup>2</sup> для GaAs) через *p-n* переход. По этим причинам лазеры на гомопереходах в непрерывном режиме могут работать лишь при криогенных температурах.

## **1.6 Полупроводниковые лазеры на двойном гетеропереходе**

Вышеописанные ограничения, существующие для лазеров на гомоструктурах, сдерживали широкое использование полупроводниковых лазеров до тех пор, пока не были предложены и реализованы лазеры на гетеропереходах и на двойных гетеропереходах. Идея использования гетеропереходов в полупроводниковой электронике была выдвинута в начале 50-х XX века В. Шокли. В 1963 году независимо Ж. Алферовым и Г. Крёмером были описаны полупроводниковые лазеры на двойных гетеропереходах [11].

*Гетеропереходом* называют контакт двух полупроводников различного вида и разного типа проводимости, например, pGe – nGaAs (в гомопереходах используется один и тот же вид полупроводника, например, pSi – nSi). Поскольку в гетеропереходах



**Рис. 8** Профиль показателя преломления (а, б) и  
схематичная зонная структура полупроводникового  
гетеролазера до (в, г) и после (д, е) включения источника  
напряжения; слева односторонняя гетероструктура, справа  
двойная гетероструктура [4, 12]

используются разные материалы, необходимо, чтобы у  
этих материалов с высокой точностью совпадали два  
параметра: температурный коэффициент расширения и

постоянные кристаллической решетки [5].

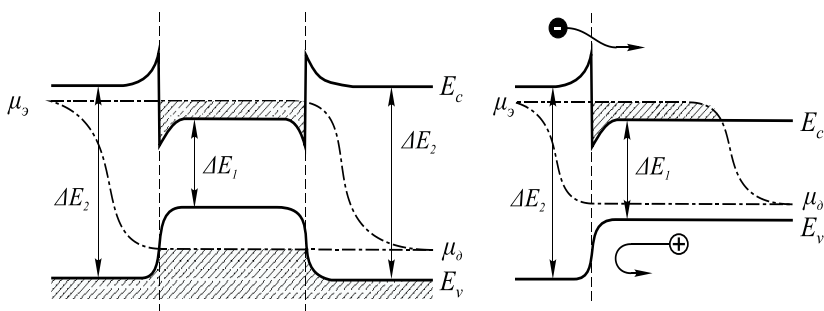
В подобной реализации пороговая плотность тока при комнатной температуре может быть уменьшена на два порядка (до  $\sim 10^3$  А/см<sup>2</sup>). В результате чего лазер оказывается способным работать в непрерывном режиме уже при комнатной температуре.

Необходимо выделить три важных фактора, за счет которых достигается эффективное снижение пороговой плотности тока.

***Локализация фотонов.*** Показатель преломления активного слоя  $n_1$  значительно больше, чем показатель преломления  $n_2$  внешних слоев (см. рис. 8, а и 8, б), в результате чего в активной области образуется волноводоподобная структура, удерживающая лазерный пучок внутри активного слоя за счет полного внутреннего отражения. В результате уменьшаются дифракционные потери (локализация фотонов), а также потери, обусловленные поглощением генерируемого излучения областями полупроводника, в которых отсутствует инверсная населенность.

***Эффект электронного ограничения или***

**локализация носителей.** Ширина запрещенной зоны  $\Delta E_1$  активной области значительно меньше ширины запрещенной зоны внешних слоев  $\Delta E_2$ , поэтому на обеих границах образуется, например,  $p - p$  гетеропереход, потенциальный барьер которого эффективно удерживает инжектированные электроны и дырки в активном слое (рис. 8,в и рис.9). Таким образом, при прежнем значении плотности тока в активном слое будет сосредоточено куда больше носителей заряда, чем в случае лазера на гомопереходе.



**Рис. 9** Слева - электронное ограничение, справа - односторонняя инжекция и суперинжекция [11]

**Односторонняя инжекция и суперинжекция.** Вследствие разницы значений

ширины запрещенных зон, краевые области лазерного пучка с частотой  $\nu \sim \Delta E_I/h$  меньше поглощаются во внешних слоях, и потери обуславливаются лишь свободными носителями заряда (уменьшение поглощения). Кроме того (см. правую часть рис. 10), барьер для основных носителей заряда широкозонного полупроводника (слева) меньше, чем барьер для носителей заряда узкозонного полупроводника (справа), что гарантирует одностороннюю инжекцию из широкозонного эмиттера в узкозонную базу полупроводникового диода.

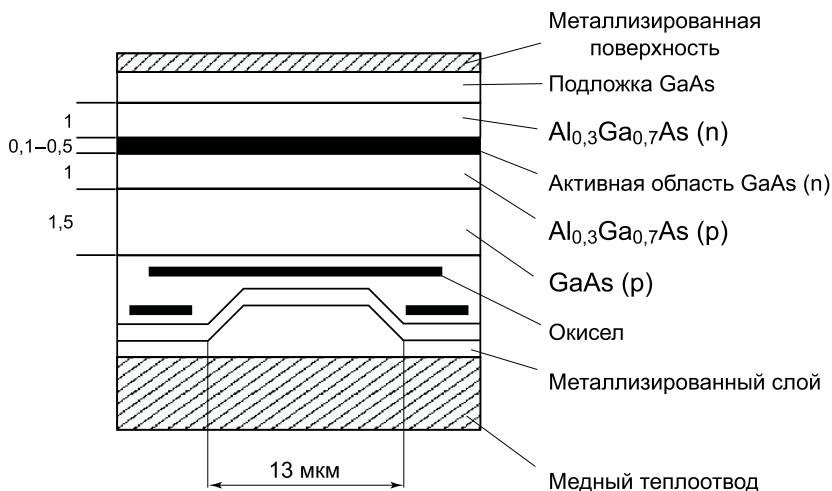
Точно также в гетеропереходе потенциальный барьер для инжекции из широкозонного материала меньше по сравнению с гомопереходом, поэтому при наложении прямого напряжения потенциальный барьер снимается раньше. Так, для электронов это происходит, когда внешнее напряжение  $U_0$  меньше контактной разности потенциалов на величину  $\Delta E_c/e$ . Это явление получило название *суперинжекции* [SUPERINJECTION], или *сверхинжекции*. В гетеролазерах максимально достижимая концентрация в невырожденном случае увеличивается в  $\exp\{\Delta E_c/kT\}$  раз для p – n перехода и в  $\exp\{\Delta E_v/kT\}$  раз – для n – p перехода.

Эффективность инжекционных гетеролазеров

оказывается ограниченной, прежде всего, степенью нагрева самой активной среды и эффективностью теплоотвода. При прохождении через р – n переход тока, кристалл нагревается, что приводит к росту порогового тока. Нагрев определяется главным образом потерями мощности при безызлучательной рекомбинации  $P_{рек}=iU_0(1-\eta)$  и омического нагрева при протекании через полупроводник тока инжекции  $P_{ом}=i^2R$ . По этой причине полупроводниковые лазеры оснащаются эффективными системами отведения тепла, а для стабилизации их параметров (модового состава, длины волны и мощности излучения) системами поддержания заданного температурного режима полупроводникового кристалла.



## 1.7 Структура полупроводникового лазера на двойном гетеропереходе



**Рис. 10.** Приблизительная реализация лазерного диода  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As} (p) - \text{GaAs} (p)$  и  $\text{GaAs} (n) - \text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As} (n)$ , активная область – слой из GaAs (n) [4]

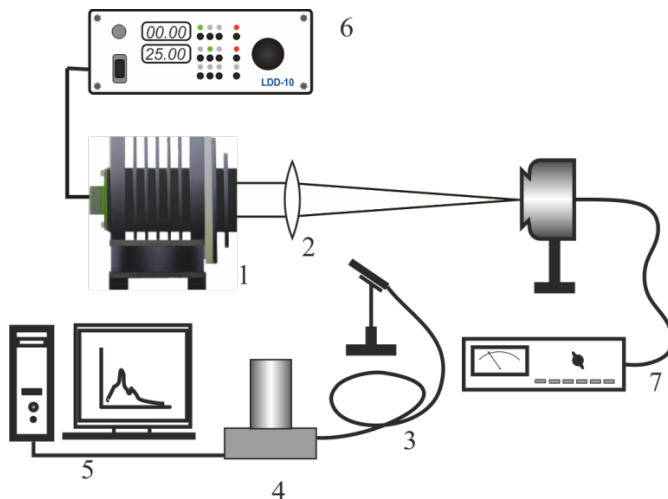
Гетероструктура (см. рис.10) состоит из трех компонентов: полупроводник p–типа из GaAs расположен между компонентами p<sup>+</sup>– и n–типов из  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Эту двойную гетероструктуру помещают на подложке из GaAs с электронной проводимостью, сверху на электрическом контакте устанавливают шайбу из GaAs с дырочной

проводимостью.  $n - p$  гетеропереход мешает дыркам перемещаться в область  $n$ -типа, что препятствует электронам инжектировать в область перехода.

В  $p - p^+$  гетеропереходе из-за увеличения ширины запрещенной зоны  $\Delta E$  создается потенциальный барьер, отражающий инжектируемые электроны и ограничивающий рекомбинационное излучение областью перехода. Пороговая плотность тока в такой гетероструктуре уменьшается до порядка  $2 \times 10^3 \text{ А/см}^2$ , что приблизительно в 20 раз меньше, чем в лазерах на гомопереходах.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

### Функциональная схема установки



**Рис. 11** Схема экспериментальной установки: 1- излучатель; 2 – фокусирующая линза; 3 – световод с коллиматором; 4 – спектрометр Solar S100; 5 - компьютер с ПО, позволяющим анализировать спектры; 6 – драйвер управления лазерным диодом; 7- измеритель мощности лазерного излучения ИМО-3 или ИМО-4С.

Схема экспериментальной установки, использующейся в данной лабораторной работе, представлена на рисунке

11. Излучатель (1) состоит из лазерного диода (длина волны генерации 668 нм), смонтированного в специальном корпусе, внутри которого расположен блок элементов Пельтье, обеспечивающих установку и стабилизацию температуры полупроводникового кристалла. Излучение лазерного диода фокусируется собирающей линзой (2) на измеритель мощности лазерного излучения ИМО-3 или ИМО-4С (7). Для анализа спектроскопических характеристик лазерного излучения используется спектрометр Solar S100 (4), оснащенный световодом с коллиматором (3) для сбора исследуемого излучения. Сигнал со спектрометра регистрируется компьютером с соответствующим программным обеспечением (5).

Для питания, управления и обеспечения тепловых и электрических режимов лазерного диода используется внешний драйвер LDD-10 (6) производства фирмы «Полупроводниковые приборы». Драйвер представляет собой двухканальный источник питания с микроконтроллерным управлением и обратной связью с питаемой нагрузкой. Основной канал (источник тока) служит в качестве источника питания лазерного диода постоянным высокостабильным, либо модулированным током с задаваемыми временными характеристиками.

Второй канал (источник ЭДС) питает систему термостабилизации лазерного диода и представляет собой следящую систему на основе PID-регулятора<sup>9</sup>, поддерживающего заданную температуру полупроводникового кристалла в соответствии с показаниями термодатчика, встроенного во внутрь корпуса лазерного диода. Контроль параметров лазерного диода осуществляется с помощью встроенного в блок LDD-10 аналого-цифрового преобразователя (АЦП).

Драйвер позволяет подавать и поддерживать на заданном уровне ток накачки лазерного диода; задавать в импульсном режиме работы временные параметры излучения лазерного диода (период следования импульсов тока накачки и длительность этих импульсов); контролировать реальную температуру корпуса лазерного диода, прямое падение напряжения на диоде и излучаемую оптическую мощность в относительных единицах. Использование данного драйвера позволяет защитить лазерный диод от перегрева и электрического пробоя, а также избежать установки режимов работы лазерного диода, опасных с точки зрения его повреждения.

---

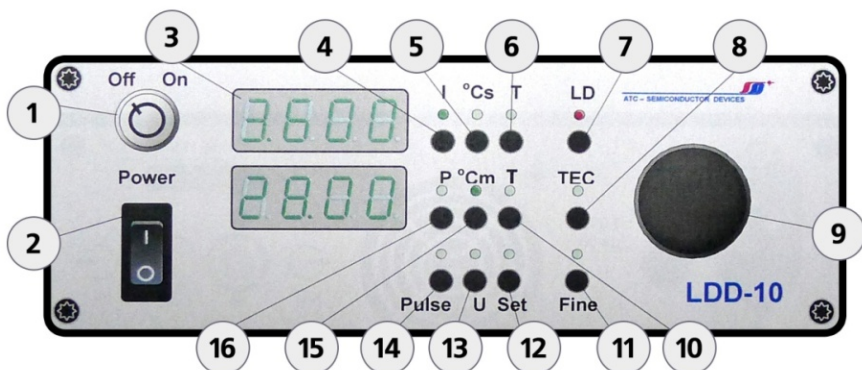
<sup>9</sup> Пропорционально-интегрально-дифференциальный (ПИД) регулятор, подробнее см. например [8, 9]

Основные возможности блока питания:

- Питание лазерного диода в непрерывном и импульсном режимах;
- Стабилизация и визуальный контроль рабочего тока лазерного модуля с возможностью управления и ограничения максимального значения тока;
- Стабилизация и управление рабочей температурой лазерного диода;
- Контроль выходной мощности лазерного диода с помощью встроенного фотодиода обратной связи в относительных единицах;
- Грубая и точная установка рабочих параметров;
- Внешняя модуляция с помощью TTL-сигнала [9].

## Порядок включения драйвера управления лазерным диодом

Вид передней панели драйвера лазерного диода представлен на рисунке 12.



**Рис. 12** Вид передней панели и органы управления драйвером лазерного диода. 1 – замок блокировки драйвера; 2 – тумблер включения питания драйвера; 3 – индикаторы величины параметров работы лазерного диода; 4 – кнопка и индикатор тока лазера; 5 – кнопка и индикатор «заданная температура лазерного диода»; 6 – кнопка и индикатор «период следования импульсов накачки»; 7 – кнопка и индикатор включения лазера; 8 – кнопка и индикатор «система темостабилизации»; 9 – регулятор величины параметра; 10 – кнопка и индикатор

«длительность импульса»; 11 – кнопка и индикатор «точная настройка»; 12 – кнопка и индикатор «установки»; 13 – кнопка и индикатор «напряжение»; 14 – кнопка и индикатор «импульсный режим»; 15 – кнопка и индикатор «фактическая температура корпуса лазерного диода»; 16 – кнопка и индикатор «мощность».

**Для выполнения работы 12, 13, 16 кнопки не понадобятся.**

**ВНИМАНИЕ!**

Никогда не выключайте кабель между блоком питания и лазерным диодом (ни когда питание включено, ни когда оно выключено). После того как вы выключили питание драйвера (положение замка 1 OFF), **необходимо сделать паузу как минимум на 20 секунд перед следующим включением питания в положение ON.**

Для того чтобы включить драйвер, переведите ключом (выданным преподавателем) замок 1 в положение «On» и переключите тумблер 2 в положение I. Подождите несколько секунд для того, чтобы блок электропитания запустил свою тестовую программу. Когда индикаторы 3 покажут: верхний индикатор - электрический ток (в амперах), а нижний - температуру лазерного диода (по



шкале Цельсия), можно приступать к работе.

Для включения лазерного диода, необходимо нажать кнопку 7. Для изменения тока диода, необходимо нажать кнопку 4 и с помощью потенциометра 9 установить необходимое значение тока в амперах (с точностью до десятых долей). Чтобы изменять ток на сотые доли ампера необходимо нажать кнопку 11 и установить нужное значение с помощью потенциометра 9. Повторное нажатие 11 позволяет выйти из этого режима. Текущее значение тока контролируется по верхнему индикатору 3.

Для управления температурой корпуса лазерного диода, нажмите и удерживайте нажатой кнопку 5, пока расположенный над ней соответствующий индикатор не начнет мигать. Теперь верхний индикатор 3 показывает текущую установленную температуру, а нижний - действительную температуру корпуса диода. Ручки и

#### **ВНИМАНИЕ!**

Лазерный диод работает стабильно в интервале температур 20°C - 45°C. **Запрещено устанавливать температуру ниже 20 °C** во избежание выпадения росы (запотевания) на рабочих поверхностях лазерного диода. Несоблюдение данного требования приведет к выходу из строя лазерного излучателя!

режимы управления изменением температурой те же, что и в предыдущем случае.

Чтобы выключить прибор уменьшите с помощью потенциометра 9 значение тока до нуля, переключите последовательно кнопку 7 и затем тумблер 2 в положение «0».

Более подробно с описанием работы и функциональными возможностями драйвера можно ознакомиться в его техническом описании, находящемся у преподавателя или лаборанта.

### 3. ТЕХНИКА БЕЗОПАСНОСТИ

Эксплуатация экспериментальных установок допускается только после внимательного ознакомления с инструкциями по работе с входящими в них приборами.

Перед началом работы на установке необходимо убедиться в надежности заземления всех приборов и соединений питающих и сигнальных кабелей и проводов.

Применяемый в работе полупроводниковый лазер является лазерным источником 4-го класса опасности.

Генерируемое им излучение может привести к повреждениям глаз и кожи.

**Запрещается смотреть фронтально на выходную апертуру работающего полупроводникового лазера!**

**Запрещается направлять излучение лазера на находящихся рядом с Вами людей, в окна, открытые двери и в направлении тех мест, в области которых могут неожиданно появиться люди!**

**Не направляйте лазерное излучение на бликующие поверхности, так как это может привести к неконтролируемому попаданию отраженного от этих поверхностей лазерного излучения на Вас и других людей!**

В случае возникновения любых подозрений по поводу исправности оборудования НЕМЕДЛЕННО обратиться к преподавателю или лаборанту!

## 4. ПРАКТИЧЕСКИЕ УПРАЖНЕНИЯ

### **Внимание!**

**В работе используется мощное лазерное излучение, представляющее опасность и способное нанести поражение Вашим органам зрения, кожным покровам или нанести вред Вашему имуществу как в случае прямого воздействия пучком лазерного излучения, так и рассеянной его частью.**

**Соблюдайте правила техники безопасности!**

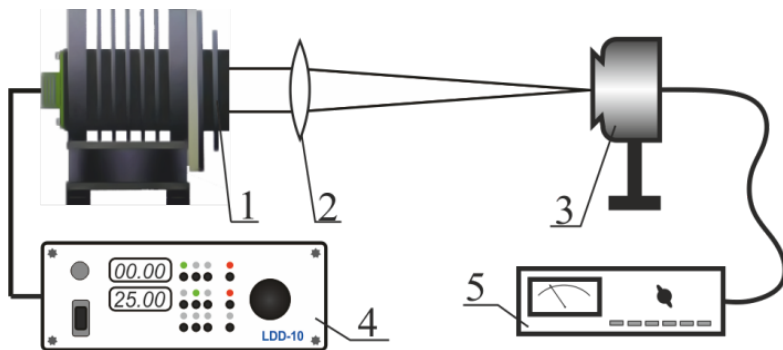
Упражнение 1. Исследование зависимости мощности лазерной генерации от тока лазерного диода. Определение КПД и дифференциального КПД лазерной генерации.

Для выполнения данного упражнения используется сам лазерный диод, линза и измеритель мощности лазерного излучения (рис.13).

Порядок выполнения упражнения.

1. Включите измеритель мощности лазерного излучения для того, чтобы он смог прогреться в течение не менее 10 мин. до начала Ваших измерений.

2. Установите напротив выходного отверстия лазерного излучателя (1) на расстоянии 30-40 см экран из светлой небликующей бумаги или картона.



**Рис. 13** Схема экспериментальной установки для выполнения упражнения 1 (1- излучатель, 2 – собирающая линза, 3 – головка измерителя мощности, 4 – драйвер лазерного диода, 5 – измеритель мощности ИМО-3 или ИМО-4С)

3. Включите лазер и установите температуру лазерного диода, равную 25 °С.

4. Плавно увеличивая ток через лазерный диод от нуля до примерно 0.8 А наблюдайте на экране возникновение лазерной генерации (интенсивного

красного излучения).

5. Путем изменения тока накачки лазерного диода установите минимальную интенсивность лазерного излучения, доступную для наблюдения и настройки оптической системы. Работа с лазерным излучением минимальной интенсивности понизит вероятность нанесения ущерба Вашему и окружающих Вас людей здоровью и имуществу.

6. С осторожностью установите линзу (2) между экраном и излучателем так, чтобы основная часть излучения лазерного диода попадала в ее апертуру. Для этого рекомендуется поместить линзу на расстоянии 50-100 мм от выходного отверстия излучателя. Перемещая линзу к лазерному излучателю или от него добиться размера пятна лазерного излучения диаметром около 5-8 мм. Установите головку ИМО-3 или ИМО-4С (3) так, чтобы лазерное излучение целиком умещалось в апертуру входного отверстия измерительной головки (3). Поскольку линза имеет блестящие рабочие поверхности с ненулевым коэффициентом отражения лазерного излучения, при установке линзы и при последующей работе с ее использованием отраженные от ее поверхностей пучки не должны выходить за

**пределы оптического стола, на котором смонтирована экспериментальная установка. Для обеспечения этого требования, смещая линзу в вертикальном, горизонтальном направлениях и вращая ножку держателя, в котором она установлена, добейтесь, чтобы все отраженные лазерные пучки возвращались в область апертуры лазерного диода или надежно перекрывались бы экранами.**

7. Уменьшите ток лазерного диода до нуля. Затем осуществите процедуру калибровки измерителя мощности оптического излучения в соответствии с его техническим описанием.

8. Зарегистрируйте генерационные характеристики лазерного диода (зависимости мощности лазерной генерации от мощности накачки)  $P_{\text{ген}}=f(P_{\text{нак}})$  при  $T_1=25^\circ\text{C}$ ,  $T_2=30^\circ\text{C}$ ,  $T_3=35^\circ\text{C}$  (или других температурах лазерного диода, заданных преподавателем). Мощность накачки определяется по формуле  $P_{\text{нак}} = I_{\text{нак}} \times U_{\text{д}}$ , где  $U_{\text{д}}$  – падение напряжения на диоде. Ток изменять от 0 до максимально возможного (1,29А).

9. Результат представить в виде графиков. Установить значение порогового тока, КПД и дифференциального КПД лазерной генерации в зависимости от температуры.

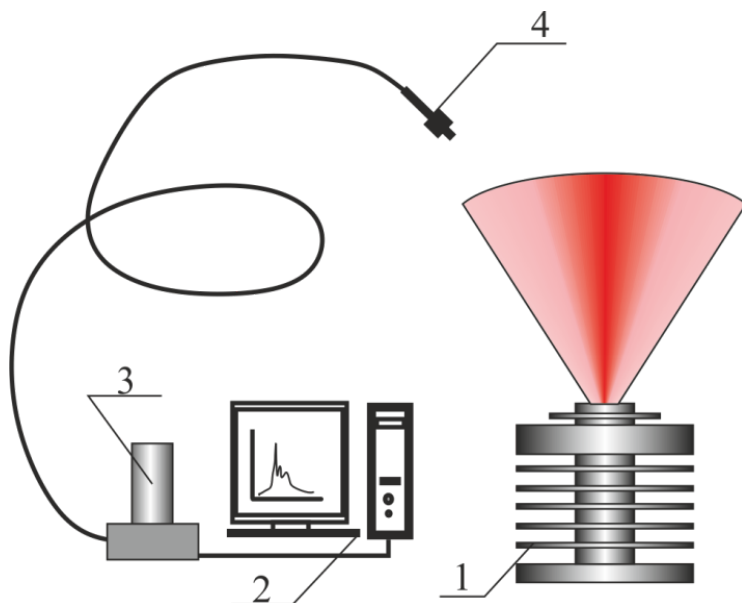


**Упражнение 2. Определение температурной зависимости спектральных характеристик лазерного диода и его температурного коэффициента длины волны генерации  $\Delta\lambda/\Delta T$  (нм/К)**

**Внимание! Используемый в работе спектрометр S100 является хрупким высокочувствительным прибором. Избегайте повреждения подключенного к нему световода и не направляйте на световод лазерное излучение напрямую! Несоблюдение данных правил может привести к выходу из строя данного прибора!**

До проведения исследований внимательно ознакомьтесь с описанием спектрометра S100 и компьютерным интерфейсом, позволяющим исследовать оптические спектры.

Схема экспериментальной установки для выполнения данного упражнения приведена на рисунке 14. Данное упражнение предполагает, что обучающиеся успешно выполнили предыдущее упражнение настоящей работы.



**Рис. 14** Схема установки для выполнения упражнения 2 (1 – излучатель; 2 – компьютер с ПО, позволяющим наблюдать спектр лазерной генерации; 3 – спектрометр S100; 4 – торец световода с коллиматором)

Для проведения этого эксперимента рекомендуется придерживаться следующего порядка действий:

1. Включить компьютер и запустить программу спектрометра S100. Убедиться в работоспособности спектрометра и освоить программный интерфейс (см. описание спектрометра S100)
2. Установите напротив лазерного излучателя (1) на

расстоянии 30-40 см экран из светлой небликующей бумаги.

3. Включите лазер и установите температуру лазерного диода равной 20 °С.

4. Плавно увеличивая ток лазерного диода от нуля до примерно 0.7-1.0 А, убедиться в возникновении лазерной генерации путем наблюдения ее на бумажном экране.

5. Установите держатель с закрепленным в нем световодом на расстоянии несколько сантиметров от бумажного экрана так, чтобы исследовать спектральные характеристики РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ лазерной генерации от экрана.

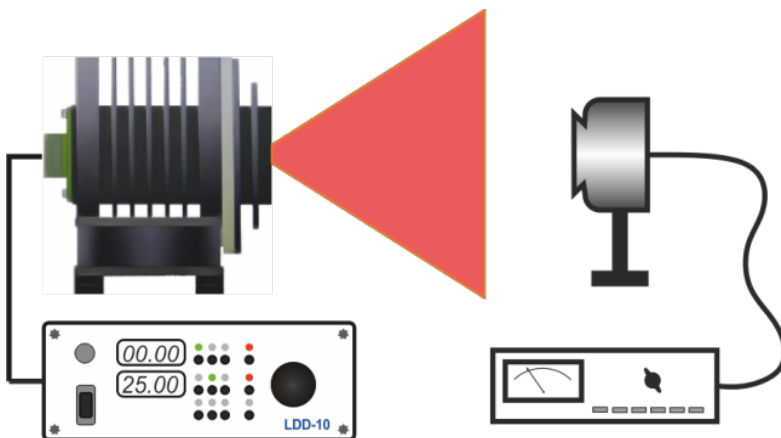
6. Пронаблюдайте спектр излучения лазера на экране компьютера. Передвигая держатель со световодом найдите такое положение, чтобы спектр по амплитуде полностью умещался на экране графического интерфейса спектрометра.

7. Изменяя температуру с шагом 2°С от 20°С до 40°С при фиксированных токах через лазерный диод ( $I=0.8$  и  $1.2$  А), исследуйте зависимость длины волны излучения диода (положения максимума линии) от температуры лазерного диода.

8. Результат представить в виде графиков  $\lambda=f(T)$ .

Определить температурный коэффициент длины волны лазерной генерации ( $\Delta\lambda/\Delta T$ ).

**Упражнение 3.** Исследование диаграммы направленности лазерного излучения полупроводникового ОКГ



**Рис. 15** Схема установки для исследования диаграммы направленности излучения лазерного диода. Слева – лазерный диод с блоком питания (драйвером), справа – измеритель мощности оптического излучения ИМО-3 или ИМО-4С

В данном упражнении измеряется расходимость

излучения лазерного диода в плоскостях параллельной и перпендикулярной плоскости р-п перехода. Схема установки, используемой при выполнении упражнения приведена на рисунке 15.

Вид излучающего лазерного модуля, закрепленного на поворотном столике, приведена на рис.16.

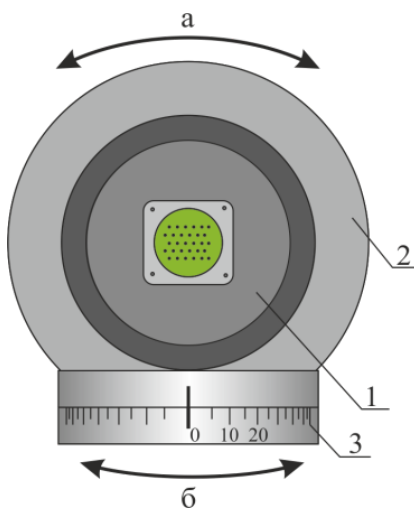


Рис. 16. Вид излучающего модуля сзади. 1 – излучатель, 2 – держатель, 3 – поворотный столик с лимбом

Последовательность действий для выполнения упражнения 3:

1. Включите лазер и установите температуру лазерного диода равной 25 °С.

2. На поворотном столике, вращая излучатель в направлении “б”, установите метку лимба на значение 0°.

3. Установите напротив лазерного излучателя на расстоянии 30-40 см экран из светлой небликующей бумаги.

3. Плавно увеличивая ток лазерного диода от нуля до примерно 0.7-1.0 А, убедитесь в возникновении лазерной генерации. Зафиксируйте ток через лазерный диод на уровне 1 -1.1 А или на уровне, указанном преподавателем.

4. Наблюдая форму лазерного излучения на экране, поверните излучатель в направлении “а” таким образом, чтобы излучение было сосредоточено преимущественно в горизонтальной плоскости. Зафиксируйте излучатель в найденном положении фиксирующим винтом.

6. Установите головку измерителя мощности ИМО-3 или ИМО-4С между излучателем и экраном на расстоянии от апертуры лазерного диода около 10 см таким образом, чтобы ее входное отверстие располагалось напротив выходного отверстия лазерного диода.

7. Убедитесь, что после Ваших манипуляций с излучателем лимб поворотного столика установлен на

отметке «0°».

8. Вращая поворотный столик в обе стороны от 0 до 60° с шагом 5°, зарегистрируйте зависимость мощности излучения от угла поворота излучателя. При необходимости используйте различные диапазоны измерения мощности прибора ИМО-3 или ИМО-4С.

9. Поверните излучатель вокруг своей оси на 90° в направлении “а” таким образом, чтобы излучение было сосредоточенно преимущественно в вертикальной плоскости. Зафиксируйте излучатель в оптимальном найденном положении винтами.

10. Зарегистрируйте зависимость интенсивности излучения от направления излучения для данной плоскости, повторяя действия пунктов 7 и 8.

11. Результаты для 2-х ортогональных ориентаций лазерного диода представьте в виде графика  $I(\Phi)$  в полярных координатах. Объясните полученные результаты. Определите, какое из положений диода соответствует плоскости p-n перехода?

## **5. ВОПРОСЫ ДЛЯ ПОДГОТОВКИ**

1. Условие возникновения инверсии населенностей в полупроводниковых материалах.
2. Прямой и непрямой переходы. Почему в полупроводниковых лазерах используется в основном прямой переход?
3. Влияние температуры на работу полупроводниковых лазеров.
4. Устройство и принцип действия полупроводникового инжекционного лазера.
5. Отличие полупроводникового лазера на гомо- и гетеропереходе.
6. Порог генерации инжекционного лазера.
7. Области применения полупроводниковых лазеров.



## 6. ЛИТЕРАТУРА

Для подготовки рекомендуется использовать литературу, отмеченную курсивом. Рисунки в методическом пособии приводятся в соответствии с литературой 3-6.

1. Левин А. Квантовый светоч: История одного из самых важных изобретений XX века – лазера / Популярная механика, 2006. №6 (44).
2. Веб-сайт:  
<http://www.laserfest.org/lasers/history/timeline.cfm>
3. Электроника: Энциклопедический словарь / Гл. ред. В.Г. Колесников, – М.: Сов. энциклопедия, 1991. – 688 с.
4. Байбородин Ю.В. *Основы лазерной техники* / Ю.В. Байбородин. «Вища школа», Киве. 1988. 383 с.
5. Гуртов В.А. Твердотельная электроника / В.А. Гуртов. (Учебное пособие). Москва. 2005. 506 с.
6. Звелто О. *Принципы лазеров* / О. Звелто. 4-ое издание. Из-во «Лань». 2008. 720 с.
7. Paschotta R. Encyclopedia of Laser Physics and Technology / R.Paschotta. Wiley-VCH, Berlin. 2008. 2 Volumes. 844

pages.

8. Веб-сайт: [http://en.wikipedia.org/wiki/PID\\_controller](http://en.wikipedia.org/wiki/PID_controller)
9. Титце У., Шенк К. Полупроводниковая схемотехника / У. Титце, К Шенк. 12-ое издание. Из-во Додэка XXI, 2008 г. 1784 стр.
10. Качмарек Ф. Введение в физику лазеров. Пер.с польск./ Пер.Новикова В.Д. Под.ред.Бухенский М.Ф. – М.: Мир, 1980г. – 540 с.
11. Alferov Zh. I. The double heterostructure concept and its applications in physics, electronics, and technology / Zh. I. Alferov. (Nobel Lecture). Reviews of modern physics. – V.73 – 2001.
12. Ghafouri-Shiraz H. Distributed Feedback Laser Diodes and Optical Tunable Filters / H. Ghafouri-Shiraz – Wiley, 2003
13. Левин А. Забытые отцы лазера / Компьютерра, 2006.
14. Мерер Х. Диффузия в твердых телах / Изд. дом Интеллект. - 2011. - 536 с.

**Приложение 1.**  
**Технические характеристики драйвера**  
**LDD-10N**

Диапазон рабочего тока накачки лазерного диода	0.01-10.0 А
Дискретность установки тока накачки лазерного диода	0.001 А
Шумы и пульсации тока накачки лазерного диода	> 0.5 % от максимального значения
Максимальное напряжение на выводах лазерного диода	> 3.0 В
Нестабильность тока накачки при долговременном функционировании лазерного диода	> 0.5 % от выставленного значения плюс 0.5 % от максимального значения
Отдельные выбросы тока накачки лазерного диода	> 3 % от выставленного значения плюс 1 % от максимального значения
Диапазон установки длительности импульсов тока накачки лазерного диода	От 0.08 до 65.00 мс с шагом 0.01 мс От 65.00 до 9998 мс с шагом 1 мс
Диапазон установки периода повторения импульсов тока накачки лазерного диода	От 0.01 до 65.00 мс с шагом 0.01 мс От 65.00 до 9999 мс с шагом 1 мс
Длительность фронта	> 30 мкс

импульсов тока накачки лазерного диода	
Диапазон внешней импульсной модуляции тока накачки лазерного диода	Частота до 10000 Гц, напряжение 6...12 В, ток до 10 мА
Нестабильность времени задержки импульсов тока накачки лазерного диода при внешней модуляции диода	> 0.5 мкс
Максимальное напряжение на термобатарее	4.50 В при токе 8.0 А
Диапазон устанавливаемой температуры лазерного диода	от + 5 °С до + 48 °С с шагом 0.1 °С
Точность поддержания температуры лазерного диода	Не более чем $\pm 0.1$ °С
Температурная стабильность установленных значений тока лазерного диода	> 1 % от выставленного максимального значения
Точность измерения напряжения на лазерном диоде	$\pm 0.02$ В при токе лазерного модуля выше чем 0.01 А
Питание	220 В/ 50 Гц или 110 В/ 60 Гц

## **Приложение 2.**

### **Параметры лазерного диода при температуре 20°C**

Рабочая оптическая мощность	0.50 Вт
Максимальный ток накачки	1.29 А
Пороговый ток накачки	0.70 А
Рабочее напряжение	2.00 В
Длина волны генерации	668.2 нм