

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ
БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**

ЛАЗЕРНАЯ И ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА

Межвузовский сборник научных трудов

Выпуск 3

Минск 1995

УДК 621.373.826

ЛАЗЕРНАЯ И ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА:

Междуо. сб. науч. тр. Вып. 3. -Мн.: Белгосуниверситет, 1995. -216с.

Сборник содержит обзорные и научные работы, отражающие достижения вузовской науки в разработке лазерных и оптико-электронных систем, лазерном и оптическом приборостроении.

Для научных и инженерно-технических работников, преподавателей ВУЗов, аспирантов и студентов.

Редакционная коллегия: И.А.Малевич (отв.ред.), И.С.Манах (науч.ред.)
Е.Д.Карих

ISBN 986-6144-21-3

© Белгосуниверситет, 1995

ДИНАМИКА ИЗЛУЧЕНИЯ МНОГОМОДОВЫХ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ

При решении ряда задач, связанных с использованием инжекционных гетеролазеров в системах волоконно-оптической связи, светодальнометрии и т.д., необходимо знать особенности кинетики лазерной генерации. Динамика инжекционных лазеров обычно рассматривается в одномодовом приближении. Однако лазеры в большинстве случаев обладают тенденцией к многомодовой генерации. Количество мод, их характеристики и взаимодействие определяются многими факторами, среди которых - геометрия активной области лазера, пространственные неоднородности структуры (оптические и электрические), наличие дефектов, превышение инжекционного тока над пороговым значением. Даже специально разработанные одномодовые лазеры генерируют несколько мод, одна из которых значительно превосходит по интенсивности остальные.

Модовый состав генерируемого излучения во многом определяет пространственную, временную и спектральную структуры излучения, а также вид ватт-амперной характеристики. Сложный вид переходных процессов необходимо учитывать при использовании многомодовых лазеров в системах, требующих генерации предельно коротких импульсов большой интенсивности с высокой частотой следования; широкий спектр излучения нежелателен для лазеров, применяемых в спектроскопии и голографии; нелинейности ватт-амперной характеристики затрудняют использование таких лазеров в импульсном режиме и делают невозможной работу в аналоговом режиме. Существующие математические модели многомодовых инжекционных лазеров не объясняют в полной мере сложный характер переходных процессов и другие эффекты, наблюдаемые в реальных лазерах. Поэтому представляется необходимым произвести теоретическое и экспериментальное исследование динамики генерации многомодовых лазеров.

1. ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ МНОГОМОДОВЫМИ ГЕТЕРОЛАЗЕРАМИ

При описании и расчете оптической структуры инжекционных лазеров обычно используется понятие мод, под которыми подразумеваются такие несводимые друг к другу конфигурации, на которые можно

разложить фактически существующее поле, то есть собственные решения волнового уравнения с определенными граничными условиями. В свободном пространстве и в безграничной однородной среде полный набор решений волнового уравнения образуют плоские волны. Плотность мод на единицу объема и частоты для свободного пространства составляет [1]:

$$\rho_\nu(\nu) = 8\pi\nu^2/c^3, \quad (1)$$

где ν - частота моды, c - скорость света.

В среде с дисперсией плотность мод на единицу объема и единицу энергии фотонов равна:

$$\rho_\nu = \frac{n^2 n'(\hbar\omega)^2}{\pi^2 \hbar^3 c^3}, \quad (2)$$

где $\omega = 2\pi\nu$, n' - групповой показатель преломления, определяемый формулой:

$$n' = n + \omega \frac{dn}{d\omega} = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}. \quad (3)$$

Формулы (1), (2) пригодны для определения числа мод в объеме $V \gg \lambda^3$.

Спектр мод плоского резонатора длиной L определяется условием продольных резонансов:

$$\omega_{00q} = \pi c q / n L, \quad \lambda_{00q} = 2nL/q, \quad (4)$$

где n - показатель преломления среды, заполняющей резонатор. Для плоских резонаторов, не ограниченных в боковых направлениях, поперечная структура мод с индексами $0, 0, q$ и мод высших порядков определяется размерами и формой зеркал. В инжекционных лазерах структура мод определяется волноводом, и моды характеризуются показателем преломления n_{ms} .

В этом случае условие продольных резонансов выражается формулами:

$$\omega_{00q} = \pi c q / n_{ms} L, \quad \lambda_{00q} = 2n_{ms} L / q. \quad (5)$$

Межмодовые расстояния в данном случае будут равны:

$$\delta_\omega = \pi c / n_{ms}^2 L, \quad \delta_\lambda = \frac{\lambda^2}{2n_{ms}^2 L}, \quad (6)$$

где n_{ms}^2 определяются формулой (3). Моду с $m = s = 0$ называют продольной, или аксиальной модой, а моды с $m > 0$ и $s > 0$ - поперечными модами.

В случае параболического распределения показателя преломления в поперечных направлениях с максимумом n_0 вдоль оси z (что обычно имеет место в полупроводниковых лазерах) определим зависимость $n(x, y)$ как

$$n(x, y) = n_0 \left[1 - \left(\frac{x}{x_0} \right)^2 - \left(\frac{y}{y_0} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (7)$$

где x_0, y_0 - величины, характеризующие кривизну изменения показателя преломления. В данном случае спектр частот имеет вид:

$$\omega_{mq} = \omega_{00q} \left(1 + \frac{Lm}{\pi x_0 q} + \frac{Ls}{\pi y_0 q} \right), \quad (8)$$

$$\omega_{00q} = \frac{\pi c q}{L n_0} + \frac{c}{2 n_0} \left(\frac{1}{x_0} + \frac{1}{y_0} \right). \quad (9)$$

Межмодовые интервалы равны:

$$\begin{aligned} \delta_q \omega &= \pi c / n_0^* \lambda, & (\delta m = \delta s = 0), \\ \delta_m \omega &= c / n_0^* x_0, & (\delta q = \delta s = 0), \\ \delta_s \omega &= c / n_0^* y_0, & (\delta q = \delta m = 0), \end{aligned} \quad (10)$$

где $n_0^* = n_0 + \omega \frac{dn_0}{d\omega}$ - групповой показатель преломления на оси волновода.

Модовая структура конкретного инжекционного лазера может соответствовать нескольким типичным случаям:

- испускание одной или нескольких спектральных линий, в которых могут не различаться моды с равной пространственной конфигурацией. В этом случае моды с одинаковыми продольными индексами, отличающиеся друг от друга поперечными индексами, имеют почти одинаковые частоты (одночастотный режим);
- испускание моды или нескольких мод одной пространственной конфигурации (этот режим обычно называется одномодовым);
- испускание многих продольных и поперечных мод, причем спектральный интервал, приходящийся на моды с одинаковыми продольными индексами, перекрывает величину межмодового интервала (многомодовый режим).

Как отмечалось, количество генерируемых мод зависит от многих факторов, определяемых типом используемого резонатора, особенностями активной среды и накачкой. К числу таких факторов можно отнести различный характер функций усиления, эффект пространственного выжигания дыр, неоднородное уширение; также большое влияние на модовый состав оказывают особенности технологического процесса,

геометрия активной области лазера, плотность тока инжекции, неоднородность накачки [2].

Чтобы выяснить, какие моды будут генерироваться в реальном лазере, и получить соотношение между амплитудами различных типов колебаний, необходимо при решении уравнений Максвелла учесть нелинейные оптические свойства активной среды и выход излучения за пределы резонатора. Эта задача очень сложна и обычно решается приближенно. Для простоты картину генерации можно представить в виде одного из двух крайне идеализированных случаев [3]. В первом случае предполагается, что генерируемое излучение не оказывает обратного действия на активную среду. Следовательно, коэффициент усиления полностью определяется спектроскопическими свойствами вещества и накачкой. Тогда моды генерируются независимо друг от друга. С ростом накачки процесс распространяется на все новые и новые моды. В этом случае генерироваться будут все моды, для которых коэффициент потерь меньше или равен коэффициенту усиления.

В другом крайнем случае после возникновения генерации на одной или нескольких модах вся избыточная над порогом энергия переходит в энергию излучения этих мод. Генерируемое излучение вызывает интенсивные вынужденные переходы и препятствует увеличению уровня инверсной населенности. После начала генерации коэффициент усиления остается постоянным при всех интенсивностях возбуждения, превышающих порог, а число генерируемых мод не изменяется.

Реальная картина генерации инжекционного лазера заключена между этими крайними случаями. Чаще всего генерация возникает сначала на одной моде. С ростом накачки интенсивность излучения этой моды быстро растет. До некоторого значения инжекционного тока она подавляет генерацию других мод. При дальнейшем увеличении накачки в спектре генерации появляется вторая мода, затем число их растет.

Основные причины многомодовой генерации можно выразить следующим образом. Во-первых, каждая мода имеет присущие только ей пространственную неоднородность и стационарную локализацию в активной среде. Ни одна из мод не может снимать энергию со всей активной среды. Даже если какой-либо тип колебаний (аксиальная мода) охватывает всю активную среду, внутри резонатора устанавливаются стоячие волны с узлами и пучностями. Участки активной среды, расположенные в узлах волны, практически не отдают свою энергию генерируемой моде. Уровень инверсной населенности таких участков с ростом накачки повышается, и создаются благоприятные условия для генерации других

типов волн, пучности и узлов которых иначе расположены в пространстве. Кроме того, в инжекционных лазерах в активной среде около случайных технологических неоднородностей часто возникают отдельные генерирующие нити. Мода, генерируемая в одной нити, не может подавить генерацию мод в других нитях [1].

Во вторых, генерирующая мода может "прожечь дырку" в спектре усиления, что связано с неоднородным уширением спектральных линий. Тогда коэффициент усиления для соседних в спектре мод станет больше, чем для генерирующей моды, что показано на рис.1 [3].

В-третьих, флуктуации или намеренные вариации тока накачки (накачка короткими импульсами или модуляция накачки в диапазоне СВЧ) приводят к тому, что пороговое условие генерации выполняется сразу для многих мод. Излучение испускается в течение времени, пока контур усиления не опустится в результате насыщения в нижнее положение. Начальные условия для каждого пика излучения определяются состоянием лазера в паузе между пиками. Если в паузе имеется когерентное излучение, то пикоч примерно воспроизводит его спектр. Если в паузе интенсивность падает до спонтанного фона, то пикоч воспроизводит случайное распределение фотонов, не повторяющееся от пика к пичку.

При медленных (по сравнению с временем жизни электронов) флуктуациях тока накачки возникает температурная нестабильность, которая ведет к нестабильности спектрального положения пика усиления. Сдвиг частоты максимума усиления можно оценить выражением [1]:

$$\delta\omega_m = \frac{dB_q}{dT} \frac{\delta T}{h}, \quad (11)$$

где $\frac{dB_q}{dT}$ - изменение ширины запрещенной зоны под действием температуры, δT - вариации температуры активного вещества.

Смещение на одно межмодовое расстояние происходит для лазеров на основе материалов, подобных $GaAs$, при изменении температуры на 0,1 - 1К. Но даже температурные флуктуации гораздо меньшей величины могут вызвать переключение мод, если пик усиления находится посередине между ними.

Из вышесказанного можно вывести заключение о том, что в рамках пространственно-однородной модели одновременное сосуществование мод возможно лишь в нестационарных условиях. Но пространственная однородность в абсолютном смысле неосуществима. Даже если предположить идеальную однородность оптических и электрических характе-

ристик среды, остаются неоднородности в распределении электромагнитного поля в резонаторе. Таким образом, можно считать, что многомодовый режим генерации - неизбежное явление при определенных величинах тока накачки, если не принимать специальных мер для подавления всех продольных и поперечных мод, кроме одной.

Модовый состав генерируемого излучения определяет пространственную, временную и спектральную структуры генерируемого излучения, картину ближнего и дальнего поля, диаграмму направленности и вид ватт-амперной характеристики лазерного диода.

К явлениям, усложняющим спектральный и временной характер генерации, можно отнести [4,5]:

1) конкуренцию и антиконкуренцию мод, состоящую во взаимном подавлении или иницировании различных типов колебаний;

2) самосинхронизацию продольных мод с испусканием последовательности коротких импульсов с частотами повторения $\sim 10^9$ Гц (с внешним резонатором) и 10^{11} Гц (с резонатором, образованным гранями лазерного кристалла);

3) испускание регулярной последовательности коротких импульсов излучения с длительностью $\sim 10^{-10}$ с и с частотой повторения $\sim 10^{-9}$ с $^{-1}$ при синхронизации жесткого возбуждения лазера малым периодическим сигналом;

4) частотную автомодуляцию интенсивности излучения с характерными временами 10^{-10} с, определяющую способность лазера к самопроизвольным переходным процессам.

В результате конкуренции мод характеристики лазерного излучения становятся нестационарными. Излучение состоит чаще всего из коротких хаотических импульсов, каждый из которых имеет еще более тонкую временную структуру. Мгновенный спектр излучения изменяется во времени и отличается от спектра, усредненного за большой промежуток времени. Даже в условиях непрерывной генерации в целом время генерации отдельной моды сравнительно невелико.

Синхронизация мод связана с тем, что когерентные моды при суперпозиции с определенными фазовыми соотношениями дают периодическую последовательность импульсов с частотой повторения, равной разности частот соседних мод. Для группы продольных мод период повторения пульсаций определяется пролетным временем резонатора:

$$t_c = 2Ln^*/c, \quad (12)$$

а связность пропорциональна числу сфазируемых мод. Поскольку

моды со случайно флуктуирующими фазами дают нерегулярную картину бисней, для синхронизации мод необходимо подключение какого-либо воздействия, влияющего на фазу оптических колебаний. При самосинхронизации мод такую функцию может выполнять нелинейное поглощение, благоприятствующее прохождению коротких импульсов и подавляющее слабые флуктуации [1]. При намеренной модуляции с периодом, совпадающим с t_c , может происходить активная синхронизация мод.

Интерференция мод в активной среде приводит к колебаниям скорости вынужденных переходов и, следовательно, вызывает колебания концентрации носителей заряда. При совпадении их частоты с частотой релаксационных пульсаций возможна резонансная раскачка пульсаций интенсивности излучения. В диапазон частоты релаксационных пульсаций может попасть равностная частота второго порядка для продольных мод, определяемая как

$$\delta_q^2 \nu = (\nu_{q+1} - \nu) - (\nu_q - \nu_{q-1}), \quad (13)$$

и отличная от нуля в силу неэквидистантности мод.

Картина ближнего поля излучения зависит как от количества независимых генерирующих нитей, так и от пространственной конфигурации поперечных мод. В случае эквидистантности частот поперечных мод возможно возникновение такого автомодуляционного явления, как самосинхронизация поперечных мод, которая выражается в периодических смещениях яркого пятна в ближней зоне и изменениях диаграммы направленности [1].

Ватт-амперная характеристика, как было указано выше, также зависит от модового состава генерируемого излучения и взаимодействия между модами. Типичная зависимость мощности генерации от тока накачки представлена на рис. 2. Она состоит из трех отрезков прямых с сублинейными участками, их соединяющими. Резкое возрастание мощности происходит при достижении порога генерации. Линеиный участок В обычно соответствует значениям тока накачки от $1,1I_{пор}$ до $10I_{пор}$. В дальнейшем начинают сильно сказываться тепловые эффекты, вызывающие увеличение порога генерации, деформацию зеркал резонатора, увеличение внутренних оптических потерь. Все это ведет к падению мощности. Однако во многих случаях в данной зависимости могут появиться разрывы, горизонтальные участки и другие особенности. Пример такой ватт-амперной характеристики приведен на рис. 3 [3]. Появление так называемых полочек, на которых при росте тока не происходит дальнейшего возрастания мощности генерации, может объясняться конкуренцией типов колебаний, насыщением и затуханием одних и воз-

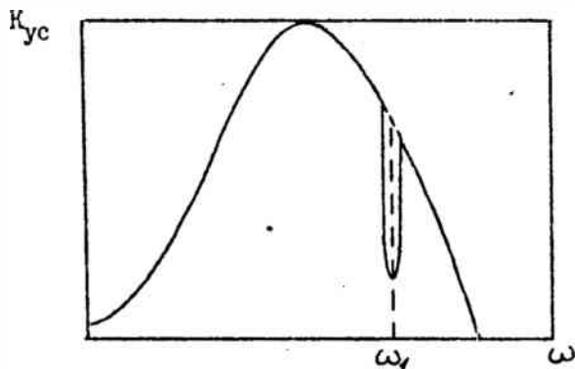


Рис. 1. Выжигание спектрального провала на частоте ω_1 в спектре неоднородно уширенной линии усиления

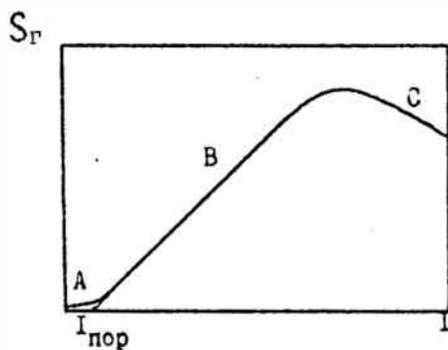


Рис. 2. Типичная ватт-амперная характеристика инжекционного лазера

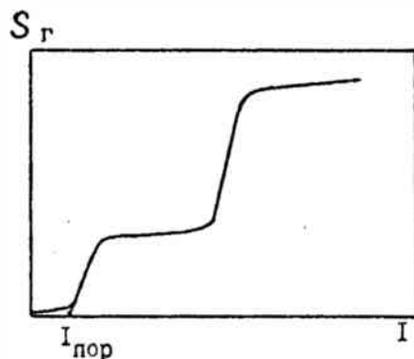


Рис. 3. Ступенчатая ватт-амперная характеристика

буждением других каналов генерации, деформациями канала генерации, изменением профиля пространственного распределения носителей тока и соответственно изменением модового состава излучения [3].

Для учета модового состава излучения решение волнового уравнения можно представить в виде разложения по собственным колебаниям резонатора с активной средой, определяемого в адиабатическом приближении следующим выражением [6]:

$$\vec{E} = \sum_i \frac{1}{\sqrt{\omega_i(t)}} \vec{E}_i(\vec{r}, t) \exp[-i \int \omega_i(t') dt'], \quad (14)$$

где \vec{E} - вектор напряженности электрического поля.

Динамика генерации излучения одномодовых лазеров обычно описывается системой скоростных уравнений. Применение данного метода для анализа физических процессов в многомодовых инжекционных лазерах не позволяет учесть фазовых соотношений между модами. Однако метод уравнений баланса может быть использован при изучении динамики многомодовых лазеров, если считать, что результирующая плотность энергии в объеме активной среды представляет собой усредненную по объему суперпозицию плотностей энергии излучения в отдельных модах.

В работе [7] детально рассмотрено влияние выжигания пространственных провалов усиления на спектр продольных мод, учтена диффузия носителей, сглаживающая провалы их концентрации (а следовательно, и усиления), и получены зависимости числа продольных мод от тока накачки и температуры.

Для электрического поля продольной моды запишем:

$$|E_i(x, z)|^2 = S_i(t) [1 - \cos(2m_i \pi / L) z] |E(x)_i|^2, \quad (15)$$

где $E(x)_i$ определяет профиль продольной моды, $S_i(t)$ - плотность фотонов в i -й продольной моде, L - длина резонатора, m - число полуволн, укладывающихся между зеркалами резонатора.

Используя формулу (15), можно получить скоростные уравнения для концентрации электронов $n(z, t)$ и фотонов $S_i(t)$ и привести их к виду, не зависящему от координаты z :

$$\frac{dn_0}{dt} = -\frac{n_0 - n^0}{\tau_s} - \sum_{i=1}^J G_i(n_0 - 0.5n_i) S_i, \quad (16)$$

$$\frac{dn_i}{dt} = -\frac{n_i}{\tau_i} + G_i(n_0) S_i - \sum_{i=1}^J G_i(n_i) S_i, \quad (17)$$

$$\frac{dS_i}{dt} = -\gamma_i S_i + G_i (n_0 - 0.5n_i) S_i. \quad (18)$$

Здесь j - число продольных мод, n' - стационарная концентрация электронов, τ_s - спонтанное время жизни носителей; G_i - коэффициент усиления; γ_i - коэффициент потерь для i -й моды;

$$\epsilon_i = [1 + D' \tau_s (2\pi m_i / L)^2]^{-1} \quad (19)$$

где D' - коэффициент биполярной диффузии.

Т.е. m_i - достаточно большое число, пренебрежем зависимостью ϵ_i от индекса i :

$$\epsilon = [1 + D' \tau_s (4\pi / \lambda)^2]^{-1}, \quad (20)$$

где λ - центральная длина волны спектра.

Введем безразмерный параметр α :

$$\alpha = g_1 n' L / \gamma. \quad (21)$$

Этот параметр пропорционален плотности инжекционного тока. Генерация на одной моде начинается при $\alpha = 1$; для возбуждения второй моды необходимо значение

$$\alpha = (g_1 \gamma_2 / g_2 / g_2 \gamma_1) + \frac{2}{\epsilon} [(g_1 \gamma_2 / g_2 / g_2 \gamma_1) 1]. \quad (22)$$

Условия появления в спектре следующих продольных мод задаются аналогичными выражениями.

Увеличение количества продольных мод с ростом тока накачки, рассчитанное для данной модели, показано на рис.4.

Как известно, коэффициент биполярной диффузии линейно зависит от температуры, что приводит к уменьшению ϵ с ростом температуры, т.е. при более высоких температурах появление нескольких продольных мод в спектре излучения требует больших плотностей тока.

Для получения более точной картины генерации, т.е. для учета возможного появления поперечных мод, необходимо учитывать поперечные вариации поля, т.е. различный профиль мод с различными поперечными индексами. Возможность присутствия в спектре генерации поперечных мод будет определяться интегралом перекрытия для квадратов амплитуд и эффективностью накачки в неперекрывающихся областях. Важную роль будет играть ширина полоскового контакта. Ее уменьшение ведет к уменьшению максимального порядка возможных поперечных мод и к повышению их относительного порога генерации [1].

Во многих случаях динамическое поведение полупроводниковых лазеров, генерирующих продольные и поперечные моды, достаточно хорошо описывается дифференциальными уравнениями второго порядка. Учитывая, что длина волны генерации и толщина активного слоя много меньше диффузионной длины носителей заряда, данные уравнения можно представить в виде [8]:

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = \frac{J(x,t)}{ed} - \frac{n(x,t)}{\tau_s} + D \frac{\partial^2 n(x,t)}{\partial x^2} - \sum_j G_i(n(x,t)) |E_j(x)|^2 S_{ij}, \quad (23)$$

$$\frac{\partial S_{ij}}{\partial t} = \left(G_{ij} - \frac{1}{\tau_{pij}} \right) S_{ij} + \frac{\beta_{ij}}{\tau_s} \frac{1}{2W} \int_{-W}^W n(x,t) dx, \quad (24)$$

где $n(x,t)$ - плотность электронов, $J(x,t)$ - плотность инжекционного тока, e - заряд электрона, d - толщина активного слоя, $E_j(x)$ - нормализованное распределение поля для моды с поперечным индексом j ; G_{ij} , τ_{pij} , β_{ij} - усиление, время жизни фотонов и фактор спонтанного излучения для моды с индексами i, j , соответственно; $2W$ - ширина полюсового контакта.

Распределение поля $E_j(x)$ в принципе зависит от усиления и профиля показателя преломления, а следовательно, от профиля плотности электронов $n(x)$. Для упрощения расчетов обычно используется приближенное фиксированное распределение.

Коэффициент усиления g как функция энергии фотона E_p может быть аппроксимирован параболической функцией:

$$g(n, E_p) = g_{max}(n) - (E_{max}(n) - E_p)^2 P(n^2). \quad (25)$$

Усиление для i -х продольных мод определяется как

$$G_i(n) = g(n, \lambda_i) v, \quad (26)$$

где v - скорость света в активном веществе лазера, g - коэффициент потерь для i -й моды.

Зависимость коэффициента усиления от плотности электронов для различных длин волн и от длины волны для различных n показана на рис.5,6 [9]. Аппроксимация подобной зависимости осуществляется путем представления коэффициентов g_{max} , E_{max} , P в выражении (25) как линейных [10] либо параболических [8,11] функций плотности носителей

Заметим, что решение дифференциальных уравнений высокого порядка численными методами требует больших затрат машинного времени. Поэтому производятся некоторые упрощения, позволяющие получить

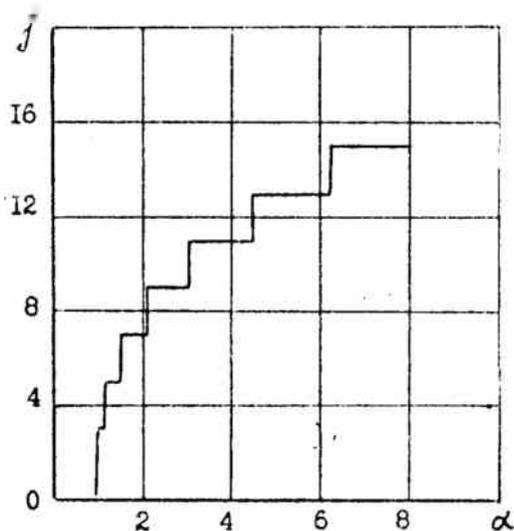


Рис. 4. Зависимость числа продольных мод от параметра лазера.

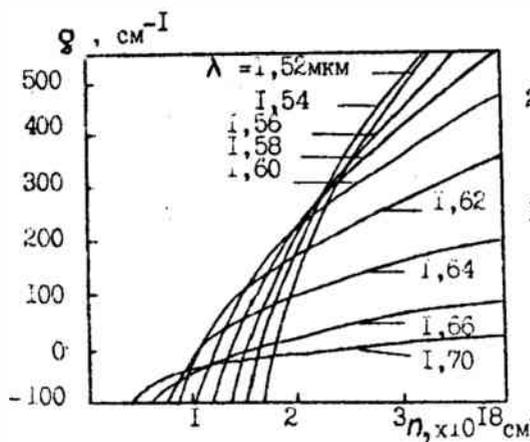


Рис. 5. Зависимость усиления от плотности носителей для лазера на основе $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$

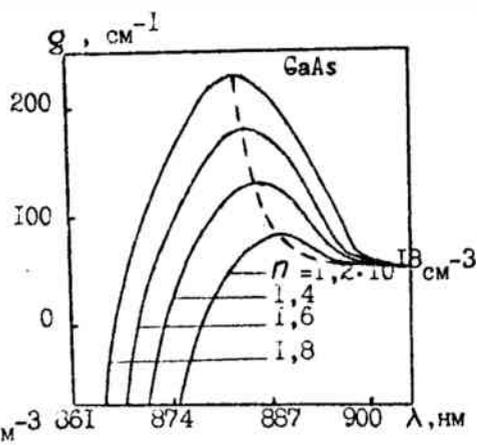


Рис. 6. Зависимость усиления от длины волны излучения

уравнения первого порядка. В частности, можно разбить поперечное сечение лазера на ряд областей, в которых концентрация неравновесных носителей заряда предполагается не зависящей от координат [2,8]. Для расчета динамики генерации используется система скоростных уравнений для концентраций электронов в объемах и концентраций фотонов в модах.

В некоторых случаях к правой части скоростных уравнений добавляют функцию $F_i(t)$, представляющую собой последовательность случайных чисел, распределенных по Гауссовскому закону [12,13]. Появление ее связано с тем, что при выводе скоростных уравнений используется классическая электродинамика (уравнения Максвелла). Это приводит к пренебрежению вкладом спонтанного излучения в баланс фотонов лазерных мод. Квантовомеханический подход показывает, что спонтанное излучение дает флуктуирующую добавку к скорости приращения плотности фотонов, равную в среднем $\beta n / \tau_s$. Функция $F_i(t)$, среднее значение которой равно 0, описывает эти флуктуации спонтанного излучения. Благодаря случайному распределению по частотам спонтанно испущенных фотонов выходной сигнал полупроводникового лазера подвержен флуктуациям в пикосекундном диапазоне, что при импульсной модуляции может привести к существенным ошибкам в системах связи [11]. Тем не менее во многих задачах флуктуирующей частью можно пренебречь [1].

Таким образом, в настоящее время основным методом анализа динамического поведения многомодовых инжекционных лазеров является решение скоростных уравнений, составленных с учетом некоторых упрощающих приближений, для определенного числа мод (или групп мод). Однако существующие математические модели многомодовых инжекционных лазеров не объясняют в полной мере сложный характер переходных процессов, наблюдаемый в реальных лазерах.

2. АНАЛИЗ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ МНОГОМОДОВЫХ ИНЖЕКЦИОННЫХ ГЕТЕРОЛАЗЕРОВ

При решении многих задач, особенно в высокоскоростных системах передачи информации, необходимо генерирование инжекционными лазерами импульсов излучения предельно малой длительности с высокой частотой следования, хорошей воспроизводимостью формы и жесткой привязкой к синхронизирующему сигналу. Чтобы выяснить, пригоден ли данный лазер для этих целей, необходимо знать особенности установления режима стационарной генерации, т.е. переходного процесса.

Динамика получения одномодовых инжекционных лазеров описывается системой скоростных уравнений [14]. Вид переходного процесса в одномодовом лазере представлен на рис. 7.

Изменение плотности электронов и фотонов в переходном процессе при подаче импульса тока прямоугольной формы представляет собой затухающие колебания:

$$(n - n_{пор}) \sim \exp(-\frac{t}{\tau}) \cos(\omega t), \quad (27)$$

$$(S - S_{CT}) \sim \exp(-\frac{t}{\tau}) \cos(\omega t - \varphi_0), \quad (28)$$

где частота ω и постоянная затухания τ однозначно зависят от параметров резонатора, активной среды и накачки. Для многомодового лазера вид переходного процесса может быть гораздо более сложным, что связано с конкуренцией различных типов колебаний.

Для исследования переходных процессов инжекционных гетеролазеров необходимо создание прецизионной аппаратуры с очень высоким временным разрешением. Характерная длительность пика излучения составляет около 50 пс, частота повторения ~ 10 ГГц. Таким образом, временное разрешение фотодетектора должно быть по крайней мере < 50 пс. Рассмотрим, какие из применяемых в настоящее время приемников оптического излучения удовлетворяют данному требованию.

Из полупроводниковых фотоприемников для излучения, модулированного в диапазоне СВЧ, используются $p-i-n$ -фотодиоды и лавинные фотодиоды (ЛФД). Быстродействие $p-i-n$ -фотодиодов определяется переходным временем, зависящим от постоянной времени CR фотодиода и нагрузки, времени дрейфа носителей внутри диода $t_{др}$ и времени рекомбинации. Частотная характеристика описывается формулой [15]:

$$\frac{I(f)}{I(0)} = \frac{\sin(\pi f t_{др})}{(\pi f t_{др})}. \quad (29)$$

Граничная частота обычно составляет 1 ГГц.

Для ЛФД полное время переходного процесса складывается из:

- а) времени перехода электронов через область дрейфа;
- б) времени, необходимого для развития лавины;
- в) переходного времени, необходимого рожденным в лавине дыркам для встречного пересечения; рейфогового пространства.

Эти факторы ограничивают полосу несколькими ГГц.

Таким образом, данные приборы пригодны в лучшем случае для регистрации количества пиков в переходном процессе инжекционного

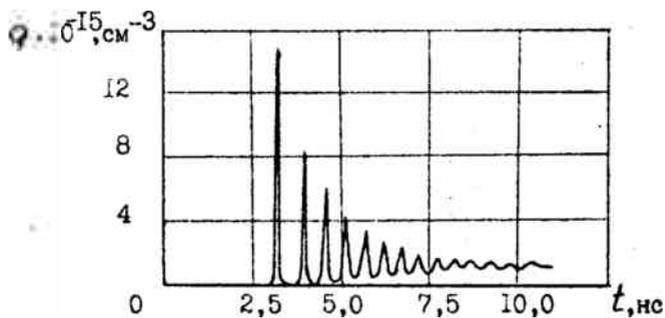
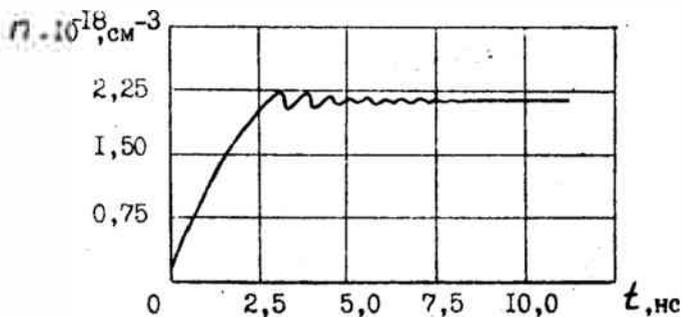


Рис. 7. Переходной процесс для одномодового инжекционного гетероплазера: $J = 2000 \text{ A/cm}^2$; $v = 8.3 \cdot 10^8 \text{ см/с}$; $n_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3}$; $d = 10^{-6} \text{ см}$

лазера, во с их помощью нельзя определить форму, длительность и амплитуду пиков. Однако в настоящее время лучшие фотоэлектронные приборы для регистрации оптических сигналов превосходят лучшие твердотельные фотодетекторы по внутреннему усилению фототока и по быстродействию. Это делает целесообразным использование именно фотоэлектронных приборов в контрольно-измерительной аппаратуре пикосекундного диапазона.

Для регистрации формы переходных процессов инжекционных источников излучения типа ИЛПИ-301, ИЛПН-102 использовался стробоскопический фотоэлектронный осциллограф оптических сигналов ОСО-2 [16]. В качестве фотодетектора в данной системе используется фотумножитель ФЭУ-84, работающий в режиме стробирования фототока в прикатодной области и в диодной системе.

Предельное временное разрешение традиционных ФЭУ составляет не менее 0,3 нс. Реальным путем повышения разрешения во времени является метод стробирования фототока в прикатодной области ФЭУ. Данный метод исключает влияние на временное разрешение систем осциллографии оптических сигналов времени пролета электронов от умножительной системы к аноду, емкости анода, разброса времен пролета электронов через ФЭУ, сопротивления анодной нагрузки. При этом сохраняется высокая чувствительность фотоэлектронного умножителя. Разрешение во времени данного метода определяется нестабильностью синхронизации и длительностью стробоскопической вырезки из фототока и может составлять десятки пикосекунд.

Для получения из фототока стробоскопической вырезки субнаносекундной длительности на модулятор фототока, располагаемый вблизи фотокатода торцевого ФЭУ, подают положительный перепад напряжения и создают потенциальный барьер для фотоэлектронов, обеспечивающий режим отсечки фототока, т.е. возврат электронов на фотокатод. Синхронно с оптическим сигналом на фототок воздействуют ускоряющим электроны стробирующим сигналом. Часть ускоренных электронов приобретает энергию, необходимую для преодоления потенциального барьера, и поступает в умножительную систему и на выход фотодетектора. Амплитуда сигнала на выходе пропорциональна интенсивности света во время формирования стробвырезки. Осуществляя временной сдвиг стробирующих импульсов по отношению к регистрируемым, получают на выходе фотодетектора последовательность вырезок, огибающая которых представляет трансформированный во времени оптический сигнал.

Стробирование фототока осуществляется также и в диодной си-

стеме ФЭУ путем подачи на диоды через линии задержки электрического импульса. Время задержки поступления управляющего импульса и его длительность приравняются времени прохождения электронного сигнала через соответствующий междиодный промежуток. В результате в ФЭУ реализуется режим "бегущей волны", при котором время работы диодной системы в режиме умножения соизмеримо с временем пролета электронов через междиодный промежуток. Стробирование фототока в диодной системе само по себе в принципе не может дать более высокое разрешение во времени по сравнению со стробированием фототока в прикатодной области за счет того, что оно не полностью исключает влияние разброса времен прохождения электронов через ФЭУ на временное разрешение. Тем не менее, кратковременность работы умножителя в усилительном режиме позволяет практически полностью устранить бомбардировку фотокатода положительно заряженными ионами и вызванные ею послепулсы, положительную ионно-электронную связь, уменьшить темновые токи фотоприемника и его восприимчивость к фоновым засветкам и оптическим помехам.

Временное разрешение стробоскопического фотоэлектронного осциллографа ОСО-2, использующего данный способ регистрации формы оптического сигнала при помощи одного из вышеуказанных ФЭУ, составляет (20...40) пс. Структурная схема ОСО-2 представлена на рис. 8. Регулируемая задержка предназначена для изменения временного разрешения ОСО-2. Блок временных разверток обеспечивает нестабильность синхронизации не более 5 пс на развертках 0,1...20 нс. Применение в ОСО-2 линии задержки и соответствующих функциональных связей повысило точность регистрации формы оптического сигнала, а использование для запаривания фототока модулирующего электрода, встроеного во входной камере ФЭУ, повысило не только помехозащищенность ОСО-2 от фоновых засветок, но и коэффициент передачи фототока при стробоскопическом преобразовании за счет фокусировки электронного потока.

Основные характеристики осциллографа ОСО-2: динамический диапазон линейной регистрации - $10^3 \dots 10^4$; минимальная регистрируемая мощность оптического излучения - $10^{-6} \dots 10^{-8}$ Вт; диапазон длин волн регистрируемого излучения - 400...1300 нм; число точек на интервале стробирования - 128, 256, 512, 1024; длительность разверток на всю шкалу - 0,1; 0,4; 3,1; 5; 10; 20; 50; 100 нс; время накопления сигнала в одной точке стробирования при частоте повторения ($10^3 \dots 10^5$) Гц - 0,001; 0,01; 0,1; 0,3; 1 с; оптический вход - посредством объектива "Гелиос-44".

Структурная схема установки для исследования инжекционных ге-

теролоаеров представлена на рис. 9.

Исследуемые лазеры накачивались импульсами тока прямоугольной формы длительностью 5 нс с частотой повторения 50 и 100 кГц. Зарегистрированная форма переходных процессов при различных значениях тока накачки показана на рис. 10 (для ИЛПИ-301) и на рис.11, 12 (для ИЛПИ-102). Заметим, что ИЛПИ-301 - суперлюминесцентный источник, способный при определенных значениях тока работать в лазерном режиме. Появление не затухающих пульсаций излучения связано с конструктивными особенностями данного источника. Полосковый контакт в нем проходит не по всей длине резонатора. Область, находящаяся не под полосковым контактом, играет роль насыщающегося поглотителя.

Переходные процессы, полученные для многомодового лазера ИЛПИ-102, имеют качественное отличие от одномодового случая. Наибольшей интенсивностью может обладать не первый пик излучения, а второй или третий, что будет играть важную роль при импульсной модуляции излучения в системах передачи информации. Временной интервал между первым и вторым пиками, намного больший длительности пика, объясняется наличием в таком лазере большого количества дефектов, которые приводят к режиму модуляции добротности.

На рис.13 приведены переходные процессы, полученные для ИЛПИ - 102 при различных значениях угла α между торцом лазера и фотоприемником. Изменение вида переходных процессов может быть объяснено различным расположением в диаграмме направленности излучения продольных и поперечных мод.

Для объяснения наблюдаемых в эксперименте переходных процессов в многомодовых инжекционных лазерах была предложена модель, в которой учитывается неравномерное распределение носителей заряда в направлении, перпендикулярном направлению распространения генерируемого излучения и тока инжекции [17]. В таком случае возможно проинвестировать разбиение активной области лазера на ряд объемов, в которых концентрация носителей заряда предполагается не зависящей от координат. В каждом объеме генерируется одна продольная мода, причем все продольные моды пространственно не перекрываются, что соответствует случаю образования независимых каналов генерации. Кроме того, предполагается генерация одной поперечной моды, интенсивность которой нельзя считать не зависящей от интенсивности продольных мод. Каждая мода имеет собственные коэффициенты потерь и усиления.

При численном решении системы дифференциальных уравнений для случая генерации трех продольных мод и одной поперечной получены

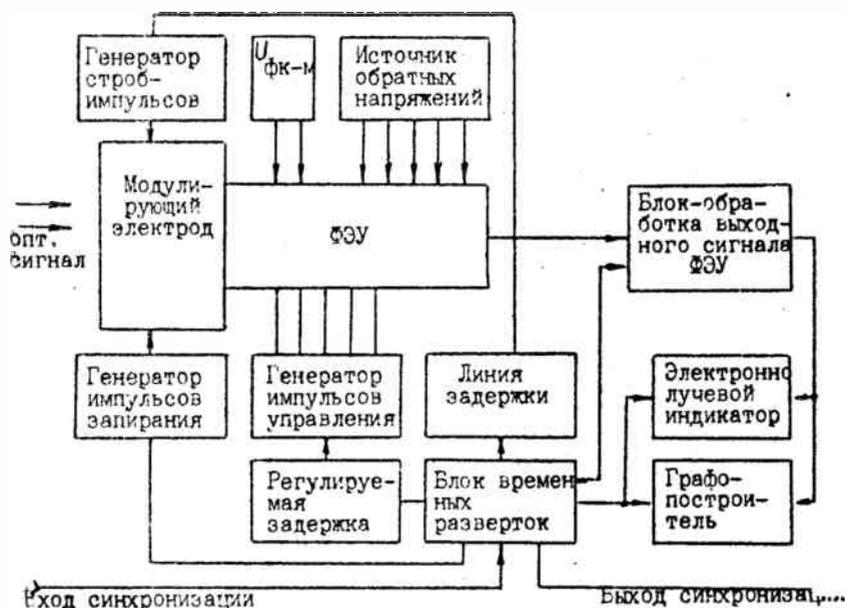


Рис. 8. Структурная схема стробоскопического фотозвукного осциллографа оптических сигналов ОСО-2.

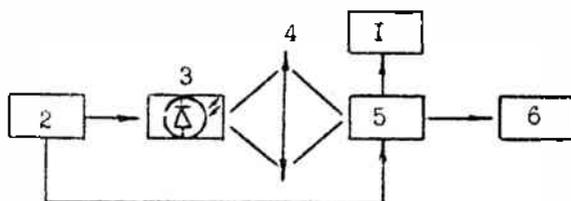


Рис. 9. Структурная схема установки для исследования динамики генерации инжекционных гетеродиазоров: 1 - универсальный осциллограф С1-85; 2 - генератор импульсов тока; 3 - исследуемый лазер; 4 - объектив; 5 - ОСО-2; 6 - самописец

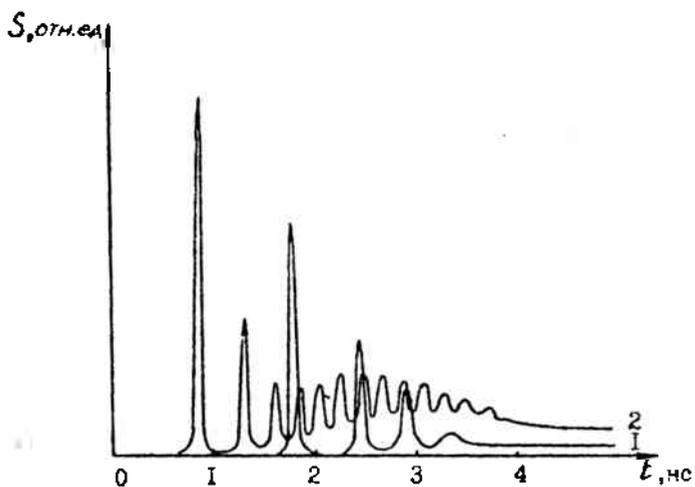


Рис. 10. Переходной процесс для получателя ИЛПН-301:
 1 - $I = 0.6A$; 2 - $I = 1A$ ($I_{гор} = 0.48A$)

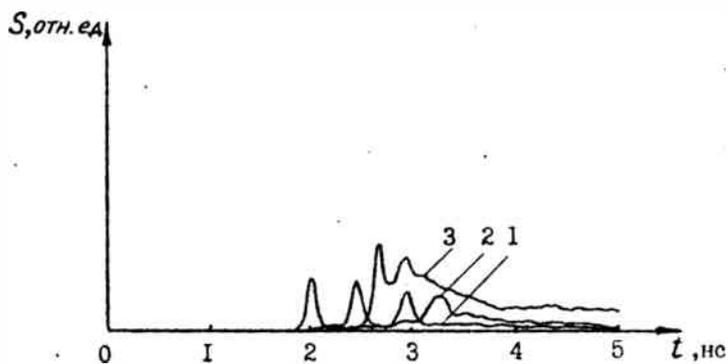


Рис. 11. Переходной процесс для лазера ИЛПН-102:
 1 - $I = 0.6A$; 2 - $I = 0.7A$ ($I_{гор} = 0.55A$)

результаты, которые не в полной мере объясняют характер переходных процессов в многомодовых инжекционных лазерах.

Для описания динамического поведения инжекционных гетеролазеров, генерирующих продольные и поперечные моды, была предложена модель, в которой учитывается неравномерное распределение носителей заряда в направлении, перпендикулярном направлению распространения генерируемого излучения и тока инжекции, а также различный профиль поперечных и продольных мод, выжигание пространственных провалов усиления для продольных мод и диффузия носителей заряда в двух направлениях [18,19].

При ширине полоскового контакта, значительно большей длины волны излучения, можно ожидать появления в спектре генерации поперечных мод, частоты ω которых близки к частотам соответствующих продольных мод ω , и в первом приближении их можно считать равными:

$$\omega_{lmq} = \omega_{l0q} = \pi c \frac{q}{nL} \quad (30)$$

где $q = 1, 2, 3, \dots$

Межмодовое расстояние для продольных мод $\delta\lambda = \lambda_p^2/2nL$.

Считая, что распределение поля электромагнитной волны в резонаторе зависит только от индекса z (при $m = 0$), разобьем активную область лазера на пять зон, три из которых находятся под полосковым контактом шириной $2W$ и две - по бокам (рис. 14).

Такая модель инжекционного лазера позволяет описать поведение мод с индексами $z = 0$ (продольных) и $z = 1$. Вследствие симметрии структуры необходимо рассмотреть 3 зоны: 1, 2 (2'), 3 (3').

Плотность электронов в этих областях считаем соответственно равной:

$$n(x) = \begin{cases} n_1, & 0 < |x| \leq W/3, \\ n_2, & W/3 < |x| \leq W, \\ n_3, & W < |x| \leq b+W. \end{cases} \quad (31)$$

Коэффициенты усиления для продольных мод задаются выражением:

$$G_l = \frac{1}{2W} \int_{-\infty}^{\infty} G_l(n(x)) |E_l(x)|^2 dx, \quad (32)$$

где нормировка электрического поля определяется формулой:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |E_l(x)|^2 dx = 2W. \quad (33)$$

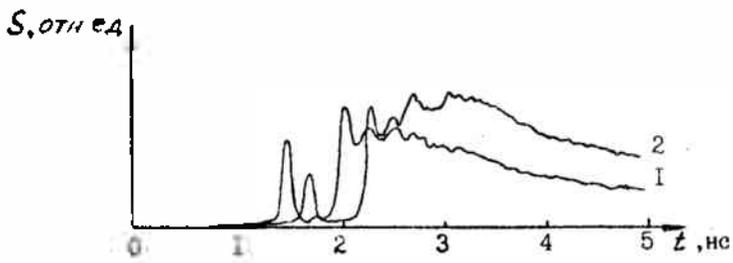


Рис. 12. Переходной процесс для лазера ИЛПН-102:
1 - $I = 0.9A$; 2 - $I = 1A$.

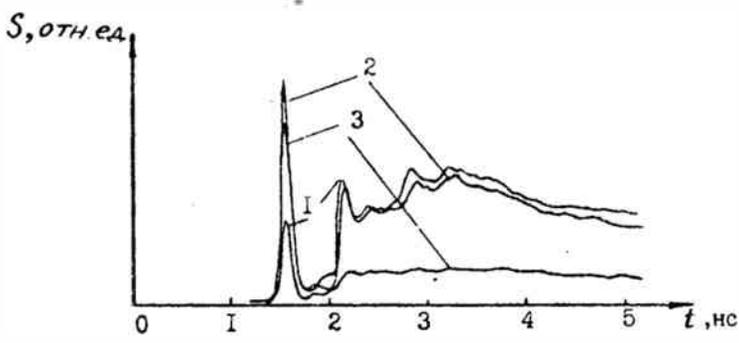


Рис. 13. Переходной процесс для лазера ИЛПН-102 : 1 -
 $\alpha = 10^\circ$; 2 - $\alpha = -10^\circ$, 3 - $\alpha = 0^\circ$.

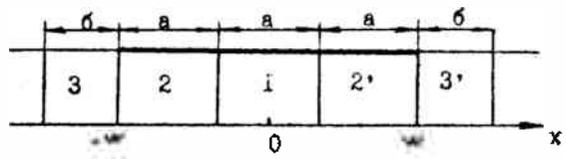


Рис. 14. Разделение активной области лазера.

Нормированные амплитуды напряженности поля продольных и поперечных мод для рассматриваемой структуры активной области можно выразить следующим образом:

$$|E_0| = \begin{cases} \sqrt{2} \cos\left(\frac{\pi x}{2W}\right), & |x| \leq W, \\ 0, & |x| > W. \end{cases} \quad |E_1| = \begin{cases} \sqrt{2} \sin\left(\frac{\pi x}{2W}\right), & |x| \leq W, \\ 0, & |x| > W, \end{cases} \quad (34)$$

Коэффициент усиления запишется в виде:

$$G_{ij} = \frac{1}{2W} G_i(n_1) \int_{-W/3}^{W/3} |E_j|^2 dx + \frac{1}{W} G_i(n_2) \int_{W/3}^W |E_j|^2 dx, \quad (35)$$

для, используя (34), получим приближенно для продольных и поперечных мод соответственно:

$$\begin{aligned} G_{i0} &= 0.6G_i(n_1) + 0.4G_i(n_2), \\ G_{i1} &= 0.2G_i(n_1) + 0.8G_i(n_2). \end{aligned} \quad (36)$$

Для учета диффузии носителей барьера заметим, что изменение плотности носителей на единицу времени в объеме V благодаря диффузии через площадку A равно [8]:

$$\left. \frac{dn}{dt} \right|_{diff} = D \frac{dn A}{dx V} \quad (37)$$

Тогда диффузия по осям 2 (2') в осях 1 будет описываться уравнением:

$$\left. \frac{dn_1}{dt} \right|_{diff} = D' \frac{d^2}{dx^2} (n_1 - n_1). \quad (38)$$

Для диффузии между осями 3 (3') и 2 (2') получим аналогичные выражения.

Для учета выжигания пространственных провалов усиления для продольных мод введем величины n_1 и n_2 , представляющие собой изменения плотностей электронов в осях 1 и 2 соответственно. Также необходимо учитывать диффузию носителей барьера в направлении распространения излучения, которая для полупроводниковых лазеров приводит к значительному сглаживанию провалов усиления. Диффузионные составляющие в скоростных уравнениях для n будут равны:

$$\left. \frac{dn_{Bki}}{dt} \right|_{diff} = -\frac{n_{Bki}}{\tau_s} - 4k^2 D' n_{Bki}, \quad (39)$$

что легко получить из (19).

С учетом сделанных приближений динамика генерации излучения таким лазером будет описываться скоростными уравнениями вида :

$$\frac{dn_1}{dt} = \frac{Jn_1}{\tau_s ed} + D' \frac{2}{a^2} (n_2 - n_1) - 1.8 \sum_i G_i (n_1 - n_{B1i}/2, \lambda_i) S_{i0} - 0.6 \sum_i G_i (n_1, \lambda_i) S_{i1}, \quad (40)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = \frac{Jn_2}{ed\tau_s} + D' \frac{1}{a^2} (n_1 - n_2) + D' \frac{2}{a(a+b)} (n_3 - n_2) - 0.6 \sum_i G_i ((n_2 - n_{B2i}/2, \lambda_i) S_{i0} - 1.2 \sum_i G_i (n_2, \lambda_i) S_{i1}, \quad (41)$$

$$\frac{dn_3}{dt} = -\frac{n_3}{\tau_s} + D' \frac{2}{b(a+b)} (n_2 - n_3), \quad (42)$$

$$\frac{dn_{B1i}}{dt} = -\frac{n_{B1i}}{\tau_s} - 4k^2 D' n_{B1i} + 1.8 G_i (n_1 - n_{B1i}, \lambda_i) S_{i0}, \quad (43)$$

$$\frac{dn_{B2i}}{dt} = -\frac{n_{B2i}}{\tau_s} - 4k^2 D' n_{B2i} + 0.6 G_i (n_2 - n_{B2i}, \lambda_i) S_{i0}, \quad (44)$$

$$\frac{dS_{i0}}{dt} = \left(0.8 \left(G_i (n_1 - n_{B1i}/2, \lambda_i) - \frac{1}{\tau_{p1i}} \right) + 0.4 \left(G_i (n_2 - n_{B2i}/2, \lambda_i) - \frac{1}{\tau_{p2i}} \right) \right) S_{i0} + \frac{\beta}{\tau_s} (n_1 + 2n_2), \quad (45)$$

$$\frac{dS_{i1}}{dt} = \left(0.2 \left(G_i (n_1, \lambda_i) - \frac{1}{\tau_{p1i}} \right) + 0.8 \left(G_i (n_2, \lambda_i) - \frac{1}{\tau_{p2i}} \right) \right) S_{i1} + \frac{\beta}{\tau_s} (n_1 + 2n_2), \quad (46)$$

где S_{i0} , S_{i1} - плотности фотонов в i_0 -й продольной и i_1 -й поперечной модах соответственно; τ_{p1i} и τ_{p2i} - времена жизни фотонов в i -х модах в 1-м и 2-м объемах; $G(n, \lambda_i)$ в приближении мономолекулярного взаимодействия определяется выражением:

$$G(n, \lambda_i) = g_0 (n - n_0) V \left(1 - 2 \left(\frac{\lambda_i - \lambda_0}{\delta \lambda_0} \right)^2 \right), \quad (47)$$

где $\delta \lambda_0$ - ширина контура усиления, λ_0 - длина волны, соответствующая максимуму усиления.

Так как систему (40 - 46) невозможно решить аналитически, для ее численного решения написан программный комплекс на языке Turbo C

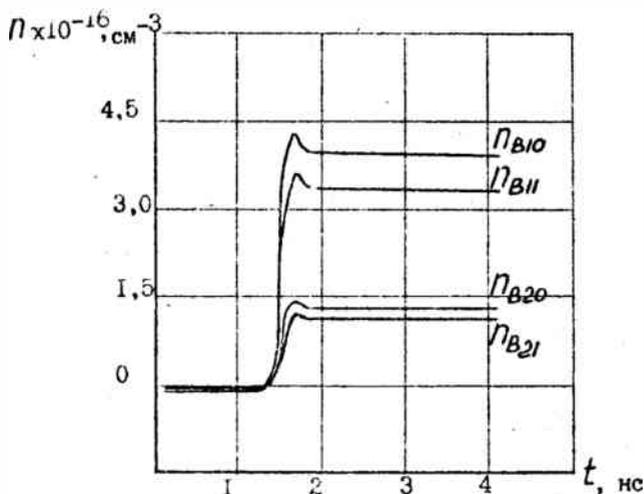
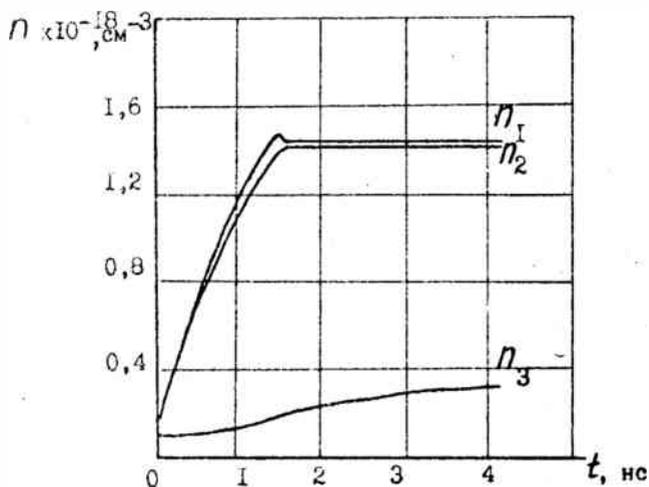


Рис. 15. Зависимость концентрации электронов от времени для лазера, генерирующего 2 продольные и 2 поперечные моды: $J = 4500 \text{ A/cm}^2$; $v = 8.5 \cdot 10^9 \text{ см/с}$; $d = 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}$; $\Delta\lambda = 0.5 \text{ нм}$; $\tau_{p10} = 2.4 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; $\tau_{p01} = 2.3 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; $\tau_{p10} = 2.3 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; $\tau_{p11} = 2.2 \cdot 10^{-12} \text{ с}$.

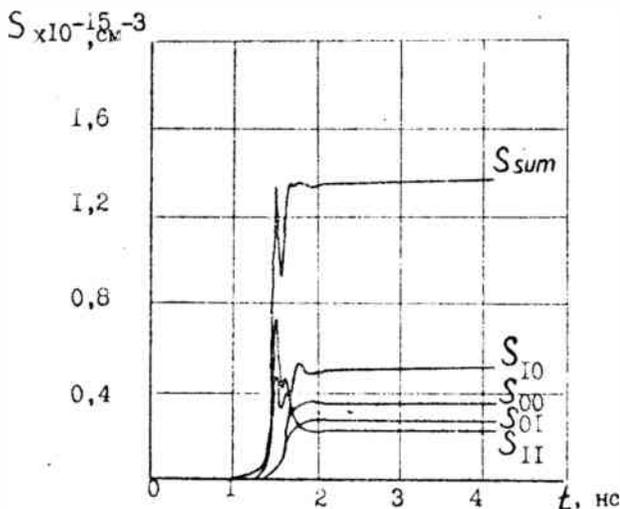


Рис. 16. Зависимость плотности фотонов от времени для лазера, генерирующего 2 продольные и 2 поперечные моды: $J = 4500 \text{ A/cm}^2$; $v = 8.5 \cdot 10^9 \text{ см/с}$; $d = 2 \cdot 10^{-5} \text{ см}$; $\Delta\lambda = 0.5 \text{ нм}$; $\tau_{p00} = 2.4 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; $\tau_{p01} = 2.3 \cdot 10^{-12} \text{ с}$;

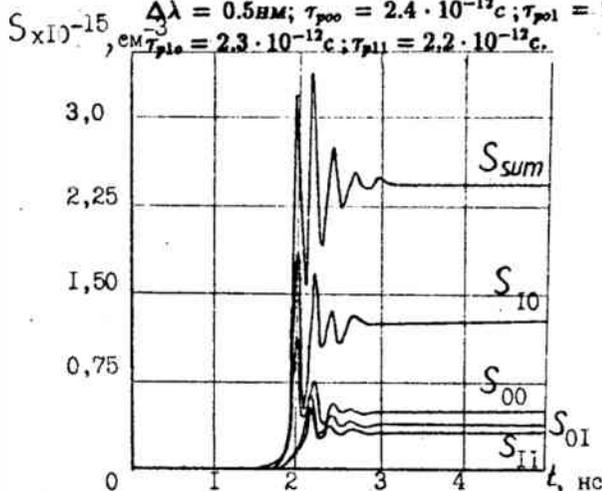


Рис. 17. Зависимость плотности фотонов от времени для лазера, генерирующего 2 продольные и 2 поперечные моды: $J = 6000 \text{ A/cm}^2$; $v = 8.5 \cdot 10^9 \text{ см/с}$; $d = 2 \cdot 10^{-5} \text{ см}$; $\Delta\lambda = 0.5 \text{ нм}$; $\tau_{p00} = 2.4 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; $\tau_{p01} = 2.3 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; $\tau_{p10} = 2.3 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; $\tau_{p11} = 2.2 \cdot 10^{-12} \text{ с}$.

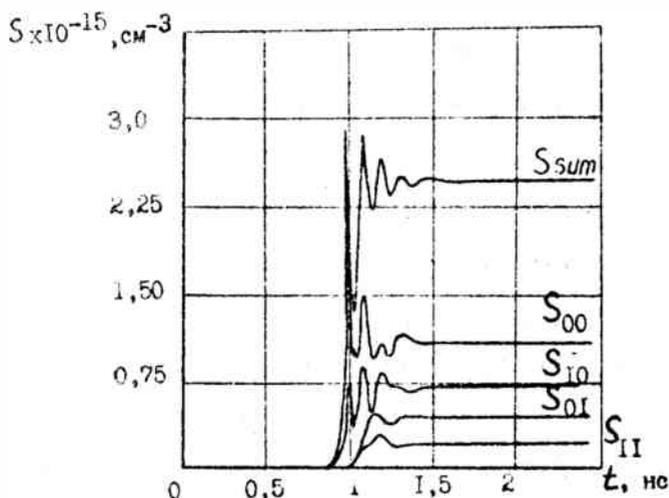


Рис. 18. Зависимость плотности фотонов от времени: $J = 6000 \text{ A/cm}^2$; $v = 8.5 \cdot 10^9 \text{ см/с}$; $d = 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}$; $\Delta\lambda = 0.5 \text{ нм}$; $\tau_{p00} = 2.7 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; $\tau_{p01} = 2.1 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; $\tau_{p10} = 2.1 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; $\tau_{p11} = 2.0 \cdot 10^{-12} \text{ с}$

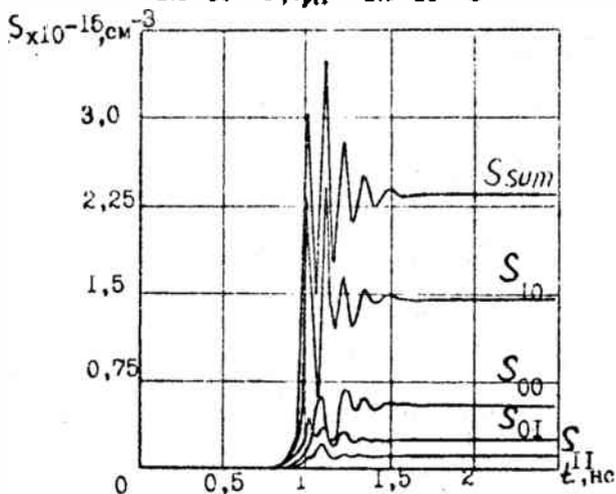


Рис. 19. Зависимость плотности фотонов от времени: $J = 6000 \text{ A/cm}^2$; $v = 8.5 \cdot 10^9 \text{ см/с}$; $d = 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}$; $\Delta\lambda = 1.5 \text{ нм}$; $\tau_{p00} = 2.4 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; $\tau_{p01} = 2.3 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; $\tau_{p10} = 2.3 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; $\tau_{p11} = 2.2 \cdot 10^{-12} \text{ с}$

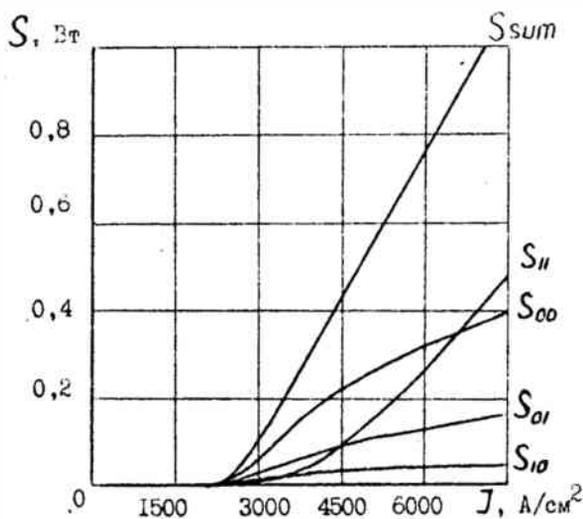
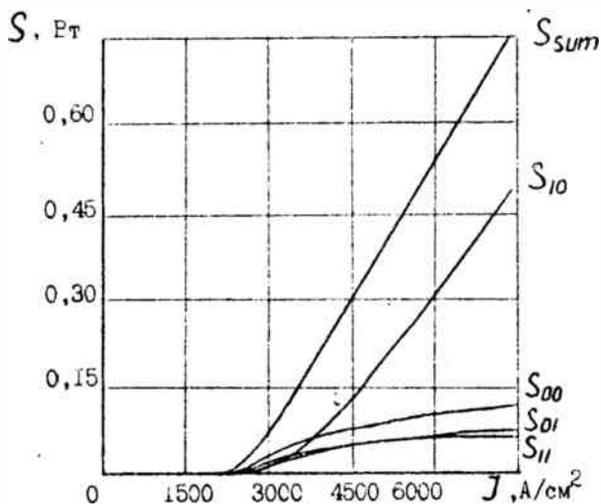


Рис. 20. Ватт-амперная характеристика лазера, генерирующего 2 продольные и 2 поперечные моды: а) $\tau_{p00} = 2,55 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; $\tau_{p01} = 2,38 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; $\tau_{p10} = 2,4 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; $\tau_{p11} = 2,45 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; б) $\tau_{p00} = 2,7 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; $\tau_{p01} = 2,4 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; $\tau_{p10} = 2,0 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; $\tau_{p11} = 2,1 \cdot 10^{-12} \text{ с}$.

2.01 [20, 21], позволяющий получить вид переходных процессов и распределение интенсивности излучения отдельных мод и в интегральном потоке при вводе на лазер прямоугольного импульса тока заданной амплитуды и длительности, а также вид ватт-амперной характеристики. Система дифференциальных уравнений решается методом Шихмана, который является неявным двухшаговым методом. Возникающая на каждом шаге система нелинейных алгебраических уравнений решается методом Ньютона, а результирующая линейная система - методом Гаусса.

На рис. 15 - 19 показан вид переходных процессов, рассчитанный для лазера, генерирующего 2 продольные и 2 поперечные моды, при разных значениях тока накачки и других параметров лазера - времени жизни фотонов во всех модах и межмодового расстояния.

Анализируя полученные зависимости, можно заметить, что форма переходного процесса для отдельных мод и интегрального потока существенно отличается, причем наибольшие отличия существуют между поперечными и продольными модами, в то время как между модами одной пространственной конфигурации с разными продольными индексами наблюдаются только количественные отличия, вызванные различием в усилении для них из-за разной длины волны [22]. Первый пик релаксационных колебаний практически полностью создается продольными модами, а существенный вклад поперечных мод есть только во втором или третьем пике. В большинстве случаев (рис.16, 17, 19) при выходе в режим стационарной генерации доминирует поперечная мода, несмотря на то, что время жизни фотонов для нее задавалось меньшим, чем для продольных мод. Уменьшение межмодового расстояния приводит не только к изменению соотношений между интенсивностями мод с разными продольными индексами, но и к качественному изменению зависимости их интенсивности от времени (см.рис.17, 19).

На рис. 20 показаны ватт-амперные характеристики, рассчитанные для данной модели лазера. Здесь наблюдается конкуренция мод, выражающаяся в смене доминирующего типа колебаний при росте тока накачки.

Таким образом, можно сделать вывод, что полученные зависимости носят сложный характер, их вид зависит от параметров лазера и накачки и качественно отличается от одномодового случая (см. рис. 7). Рассчитанные переходные процессы подтверждают экспериментальные зависимости, полученные методом оптической стробоскопии.

Настоящая работа была частично поддержана Международной Соросовской Программой образования в области точных наук.

ЛИТЕРАТУРА

1. Елисеев П.Г. Введение в физику инжекционных лазеров. - М.: Наука, 1983. - 294 с.
2. Волощенко Ю.И., Джамалов А.Ш., Фролкин В.Т. Математические модели инжекционных полупроводниковых лазеров.// Зарубежная электронная техника. - 1988.- №6. - С.76 - 99.
3. Грибковский В.П. Полупроводниковые лазеры - М.: Университетское, 1988. - 304 с.
4. Богданкевич О.В., Даронек С.А., Елисеев П.Г. Полупроводниковые лазеры. - М.: Наука и техника, 1975. - 464 с.
5. Манах И.С. Квантовые полупроводниковые приборы: Учебное пособие по спецкурсу для студентов специальности 23.02 - "Радиофизика и электроника": В 2 ч. Ч.2.- Мн.: БГУ, 1990.- 67 с.
6. Балашин Ю.А., Крылов К.И., Шарлай С.Ф. Применение ЭВМ при разработке лазеров. - Л.: Машиностроение, Ленингр. отд-ние, 1989. - 236 с.
7. Stutz H., Tang C.L., Lavine J.M. Spectral output of semiconductor lasers.// J. Appl. Phys. - 1964. - V.35, №9. - P.2581 - 2585.
8. Buus J., Danielsen M.. Carrier diffusion and higher order transversal modes in spectral dynamics of the semiconductor laser.// IEEE J. Quant. El. - 1977. - V.13, №8. - P. 669 - 674.
9. Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. Т.1 - М.: Мир, 1981. - 300 с.
10. Chang-Zhu Cuo, Kai-Ge Wang. Intrinsic pulsation in stripe - geometry DH semiconductor lasers.// IEEE J. Quant. El. - 1982. - V.18, №10. - P.1728 - 1733.
11. Olsen C.M., Stubkjaer K.E., Olesen H. Noise caused by semiconductor lasers in high - speed fiber - optic links.// IEEE J. Lightwave Technol. - 1989. - V.7, №4. - P.657 - 665.
12. Dynamics mode stability in gain - distributed feedback lasers./S. Tsuji, M. Okai, H. Nakao et al. // IEEE J. Quant. El. - 1989. - V.25, №6. - P.1333 - 1339.
13. Dietrich M. Computer simulation of laser photon fluctuations: theory of single - cavity laser.// IEEE J. Quant. El. - 1984. - V.20, №10. - pp.1139 - 1147.
14. Афоненко А.А., Манах И.С. Теоретический анализ флуктуационных процессов в одномодовых инжекционных лазерах в режиме свободной

генерацни.// Лазерная и оптико-электронная техника: Межвуо. сб. науч. тр. Вып.2. - Мн.: Белгосуниверситет, 1992. - С.12-27.

15. Гаур Дж. Оптические системы связи. - М.: Радио и связь, 1989. - 504 с.

16. Прохоренко А.С. Стробоскопическая фотоэлектронная осциллография оптических сигналов с субназосекундным разрешением во времени. Дисс. канд. техн. наук. - Мн., 1989. - 145 с.

17. Ювченко В.Н. Анализ динамики генерации излучения многомодовыми инжекционными лазерами.//Материалы 51-й студенческой научовой конференции БДУ (красавиц - май 1994 г., Минск) - Мн.: БДУ, 1994. - С.95 - 96.

18. Манах И.С., Ювченко В.Н. Изучение динамики генерации излучения многомодовыми инжекционными лазерами.//Применение лазерной и оптико-электронной техники в учебном процессе. Тезисы докладов республиканской научно-методической конференции (21 - 22 марта 1995 г., г. Минск) - Мн.: БГУ, 1995. - С.44.

19. Манах И. С., Ювченко В. Н. Моделирование на ПЭВМ переходных процессов в многомодовых инжекционных гетеролазерах.//Применение лазерной и оптико-электронной техники в учебном процессе. Сборник научно-методических статей. Вып.2. Мн.: БГУ. - 1995. - С.139 - 142.

20. Манах И.С., Ювченко В.Н. Компьютерное моделирование переходных процессов в многомодовых инжекционных лазерах // Материалы республиканской научно-методической конференции, посвященной 25-летию ФПМИ (10 - 14 апреля 1995 г., г. Минск). Ч.1. - Мн.: БГУ, 1995. - С.108.

21. Физика полупроводниковых лазеров. Руководство к лабораторным работам для студентов специальности 23.02. В 7-ми частях. Ч.6/ А.А. Афоненко, В.К. Кононенко, И.С. Манах и др.- Мн.: БГУ, 1995. - 24

22. Манах И.С., Ювченко В.Н. Эффекты конкуренции мод в многомодовых инжекционных гетеролазерах.//II-я Международная конф. по лазерной физике и спектроскопии. Тезисы докладов. - Гродно: ГрГУ, 1995. - С. 90-91.

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ТИПА КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКИ

Размерное квантование приводит к характерным особенностям зависимости вероятности оптических переходов от поляризации излучения [1]. На поляризационных свойствах квантоворазмерных гетероструктур отражается их ориентация, геометрическая форма и размеры активных областей [2 - 4].

В данной работе в дипольном приближении исследуется степень поляризации излучения, испускаемого гетероструктурами типа "квантовая проволока", в зависимости от направления распространения и частоты света. Для структур с прямоугольным сечением разного размера получены численные значения возможной степени поляризации и оценивается влияние переходов с участием тяжелых и легких дырок на поляризационные характеристики спонтанного рекомбинационного излучения.

Одним из следствий двумерного ограничения движения носителей в квантовых проволоках является изменение функции плотности состояний в зонах по сравнению с распределением в квантоворазмерных слоях. В результате наблюдается определенная зависимость степени поляризации от угла выхода излучения из структуры, а также от энергии испускаемых квантов.

В качестве типичного соединения, из которого обычно изготавливается активная область квантоворазмерных структур, будем рассматривать GaAs ($A^{III}B^V$). Пусть y и z - оси квантования, расположенные в сечении квантовой проволоки, x - ось квантовой проволоки. Полярные углы волнового вектора носителей \vec{k} обозначим Θ и φ , полярные углы вектора напряженности электрического поля излучения \vec{E} - α и β (рис. 1).

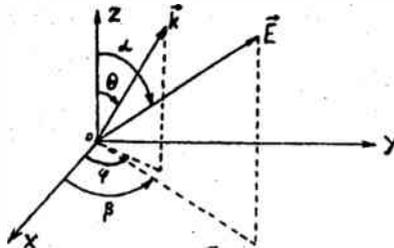


Рис. 1. Ориентация волнового вектора \vec{k} носителей заряда и вектора напряженности электрического поля \vec{E} излучения относительно осей размерного квантования

Для квантовой проволоки волновые функции в зонах имеют вид [1]

$$\psi_{jn}(x, y, z) = \varphi_n(z) \varphi_j(y) e^{ik_x z} u_j(\vec{r}) \quad (1)$$

где $u_j(\vec{r})$ - базисные функции, \vec{r} - радиус-вектор, $\varphi_{jn}(z)$ и $\varphi_{jl}(y)$ - огибающие функции, индекс $j=c, v$ определяет зону, n, l - квантовые числа подзон. Зная вид базисных функций, определим квадрат матричного элемента оптического перехода между уровнями подзон E' и E'' :

$$|\bar{\mu}(E', E'')|^2 = \left| \bar{M} \int \varphi_{c'n'}^*(z) \varphi_{c''n''}(z) dz \int \varphi_{c'l'}^*(y) \varphi_{c''l''}(y) dy \int \vec{e}^{ik_x z} \vec{e}^{ik_x z} dx \right|^2 \quad (2)$$

где первый и второй интегралы приводят к правилу отбора по квантовым числам n и l ($\Delta n=0$, $\Delta l=0$), третий интеграл даст правило отбора по k_x . Далее, рассчитываем

$$\bar{M} = \int u_{c'}^*(\vec{r}) \vec{e} \cdot p u_{c''}(\vec{r}) d\vec{r} \quad (3)$$

где \vec{e} - единичный вектор поляризации вдоль направления \vec{E} поля волны, \vec{p} - оператор импульса. Выражение (3) определяет зависимость квадрата матричного элемента дипольного перехода от плоскости поляризации излучения.

Для матричного элемента перехода с участием тяжелых дырок имеем [3,5]

$$|\bar{\mu}_{cv}^2| = \frac{1}{2} |\bar{p}_{cv}|^2 \left\{ \sin^2 \alpha - \cos^2 \beta (\cos^2 \Theta - \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi) + \sin^2 \alpha - \sin^2 \beta \times \right. \\ \left. \times (\cos^2 \Theta - \sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi) + \cos^2 \alpha - \sin^2 \Theta \right\} \quad (4)$$

где квадрат матричного элемента оператора импульса составляет

$$|\bar{p}_{cv}|^2 = \langle S | \hat{p}_x | X \rangle^2 = \langle S | \hat{p}_y | Y \rangle^2 = \langle S | \hat{p}_z | Z \rangle^2 \quad (5)$$

Здесь S - волновая функция s -орбитали, X , Y и Z - волновые функции p -орбиталей, \hat{p}_x , \hat{p}_y и \hat{p}_z - операторы проекций импульса. Для переходов с участием легких дырок аналогично имеем

$$|\bar{\mu}_y|^2 = \frac{1}{6} |\bar{P}_{cy}|^2 \left[\sin^2 \alpha \cdot \cos^2 \beta (1 + 3 \cos^2 \varphi \cdot \sin^2 \Theta) + \sin^2 \alpha \cdot \sin^2 \beta \times \right. \\ \left. \times (1 + 3 \sin^2 \varphi \cdot \sin^2 \Theta) + \cos^2 \alpha (1 + 3 \cos^2 \Theta) \right] \quad (6)$$

Из (4) и (6) очевидно, что

$$|\bar{\mu}_b|^2 + |\bar{\mu}_y|^2 = \frac{2}{3} |\bar{P}_{cy}|^2. \quad (7)$$

Энергетическая диаграмма для квантовой проволоки имеет вид, изображенный на рис. 2. Связь энергетических уровней подзон с проекциями волнового вектора в случае бесконечно большой высоты потенциальных барьеров описывается формулой

$$E_{n1} = \frac{\hbar^2}{2m_j} (k_y^2 + k_z^2) = \frac{\hbar^2}{2m_j} \left(\frac{\pi^2 l^2}{w^2} + \frac{\pi^2 n^2}{d^2} \right). \quad (8)$$

Здесь m_j - эффективная масса соответствующих носителей, d и w - размеры сечения квантовой проволоки.

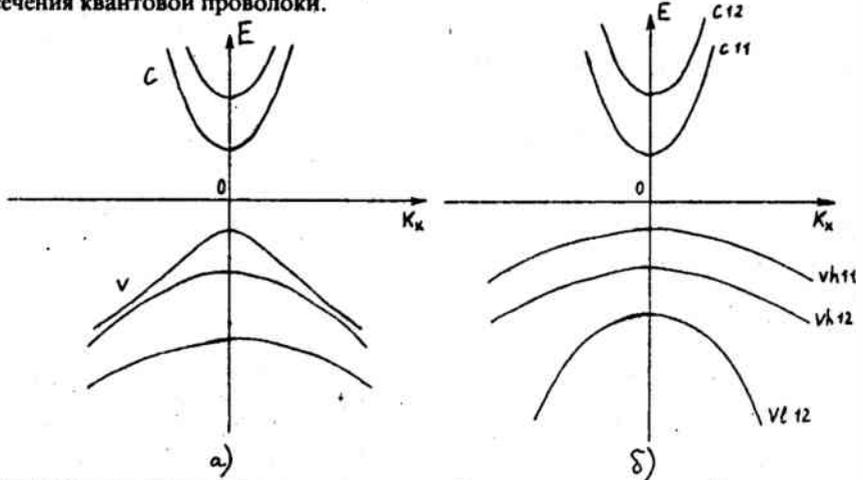


Рис. 2. Схематическое изображение энергетической диаграммы для квантовой проволоки на основе соединения типа GaAs (а) и приближение параболических зон (б), используемое в данной работе

Для определения углов Θ и φ , входящих в (4) и (6), выразим

$$\operatorname{tg}^2 \Theta = \frac{k_x^2 + k_z^2}{k_y^2}, \quad \operatorname{tg}^2 \varphi = \frac{k_y^2}{k_x^2}. \quad (9)$$

Тогда, используя (8), на основании правил отбора по волновому вектору k и квантовым числам n и l находим закон изменения углов Θ и φ с частотой света ν :

$$\operatorname{tg}^2 \Theta_2 = - \frac{2m_n(h\nu - h\nu_{nl}) + \frac{\pi^2 \hbar^2 l^2}{w^2}}{\frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{d^2}}, \quad (10)$$

$$\operatorname{tg}^2 \varphi_1 = \frac{\pi^2 \hbar^2 l^2}{2m_n w^2 (h\nu - h\nu_{nl})}, \quad (11)$$

где m_n - приведенная масса с учетом соответствующих тяжелых или легких дырок ($i=h,l$). В общем случае углы Θ_2 и Θ_1 , а также углы φ_2 и φ_1 не совпадают при заданных $h\nu$. Энергии начальных переходов составляют

$$h\nu_{nl} = E_g + \frac{\hbar^2}{2m_n} \left(\frac{\pi^2 l^2}{w^2} + \frac{\pi^2 n^2}{d^2} \right), \quad (12)$$

где E_g - ширина запрещенной зоны полупроводника.

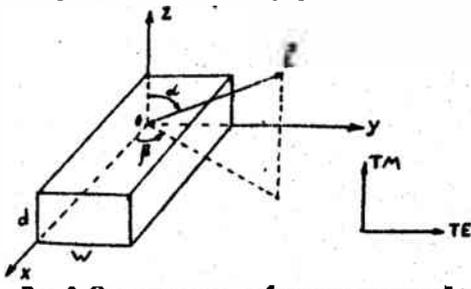


Рис. 3. Схематическое изображение квантовой проволоки

В наших обозначениях для ТМ-моды электрический вектор колеблется вдоль оси z ($\alpha = 0$), а для ТЕ-моды - вдоль оси y ($\alpha = \pi/2$) (рис. 3). Из (4) и (6) для квадратов матричных элементов переходов для ТЕ- и ТМ-мод получаем следующие выражения: для тяжелых дырок

$$|\bar{\mu}_{hTE}^2| = \frac{1}{2} |\bar{P}_{cv}|^2 \left[\cos^2 \beta (\cos^2 \Theta - \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi) + \sin^2 \beta (\cos^2 \Theta - \sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi) \right], \quad (13)$$

$$|\bar{\mu}_{hTM}^2| = \frac{1}{2} |\bar{P}_{cv}|^2 \cdot \sin^2 \Theta, \quad (14)$$

для легких дырок

$$|\bar{\mu}_{lTE}^2| = |\bar{P}_{cv}|^2 \left[\frac{2}{3} - \frac{1}{2} \cos^2 \beta (\cos^2 \Theta - \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi) + \sin^2 \beta (\cos^2 \Theta - \sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi) \right], \quad (15)$$

$$|\bar{\mu}_{lTM}^2| = |\bar{P}_{cv}|^2 \left[\frac{2}{3} - \frac{1}{2} \sin^2 \Theta \right] \quad (16)$$

Степень поляризации излучения задается стандартным образом:

$$P = \frac{I_{TE} - I_{TM}}{I_{TE} + I_{TM}} \quad (17)$$

где I_{TE} и I_{TM} - интенсивности TE- и TM- мод, прямо связанные с квадратами матричных элементов. Определяя из (13) - (16) матричные элементы, находим

$$P = \frac{\left(|\bar{\mu}_{hTE}^2| - |\bar{\mu}_{hTM}^2| \right) \cdot \rho_h f_c f_h + \left(|\bar{\mu}_{lTE}^2| - |\bar{\mu}_{lTM}^2| \right) \cdot \rho_l f'_c f'_h}{\left(|\bar{\mu}_{hTE}^2| + |\bar{\mu}_{hTM}^2| \right) \cdot \rho_h f_c f_h + \left(|\bar{\mu}_{lTE}^2| + |\bar{\mu}_{lTM}^2| \right) \cdot \rho_l f'_c f'_h} \quad (18)$$

Здесь ρ_h и ρ_l - приведенные плотности состояний с учетом тяжелых и легких дырок, f_c и f'_c - вероятности заполнения электронами состояний в зоне проводимости для переходов с участием тяжелых и легких дырок, f_h и f'_h - функции распределения Ферми-Дирака тяжелых и легких дырок соответственно. Приведенная плотность состояний имеет вид [6]

$$\rho_i(h\nu) = \frac{\sqrt{2m_{ni}}}{\pi \hbar^2 \omega} \sum_{n,j} (h\nu - h\nu_{nj})^{-1/2}, \quad i=h, l, \quad (19)$$

Для условий однородного слабого возбуждения, когда распределение носителей в зонах подчиняется бoльцмановскому закону, выражение (18) упрощается. Тогда имеем

$$P = \frac{\left(|\bar{\mu}|_{hTE}^2 - |\bar{\mu}|_{hTM}^2\right) \cdot \rho_h + \left(|\bar{\mu}|_{hTE}^2 - |\bar{\mu}|_{hTM}^2\right) \cdot \rho_l}{\left(|\bar{\mu}|_{hTE}^2 + |\bar{\mu}|_{hTM}^2\right) \cdot \rho_h + \left(|\bar{\mu}|_{hTE}^2 + |\bar{\mu}|_{hTM}^2\right) \cdot \rho_l} \quad (20)$$

При рассмотрении излучения, для которого $h\nu < h\nu_{11}$, т.е. когда еще не происходят переходы в первую подзону легких дырок, (20) преобразуется к виду

$$P = \frac{|\bar{\mu}|_{hTE}^2 - |\bar{\mu}|_{hTM}^2}{|\bar{\mu}|_{hTE}^2 + |\bar{\mu}|_{hTM}^2} \quad (21)$$

В работе исследовалась степень поляризации излучения в случае квадратного и прямоугольного сечений квантовой проволоки (рис. 4).

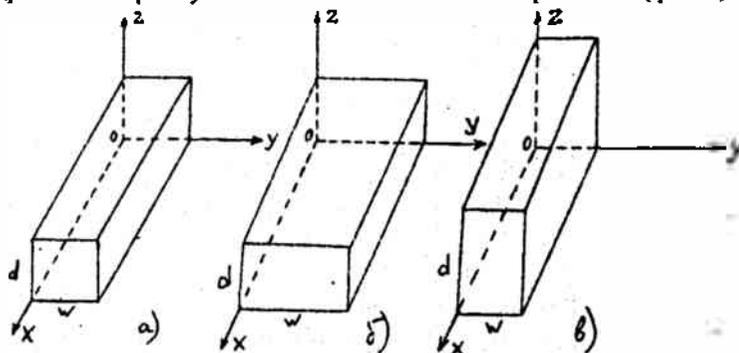


Рис. 4. Виды сечений квантовых проволок, для которых производился расчет степени поляризации излучения: а) $d=w=50 \text{ \AA}$, б) $d=50 \text{ \AA}$, $w=100 \text{ \AA}$, в) $d=100 \text{ \AA}$, $w=50 \text{ \AA}$

Диапазон рассматриваемых энергий составлял $h\nu - E_g < 0,9 \text{ эВ}$. При этом учитывались уровни, для которых $h\nu_{n1} - E_g < 0,7 \text{ эВ}$. Такому ограничению соответствуют переходы с энергией $h\nu_{11}$ и $h\nu_{1'1'}$ на уровни первых подзон тяжелых и легких дырок. В изотропном приближении использовались следующие значения эффективных масс носителей [5]: $m_e = 0,067m_e$, $m_{vh} = 0,34m_e$, $m_{vl} = 0,094m_e$.

Рис. 5, 6 и 7 иллюстрируют зависимость степени поляризации P от $h\nu$ для трех углов наблюдения излучения $\beta = 90, 135$ и 180° . Отметим резкое

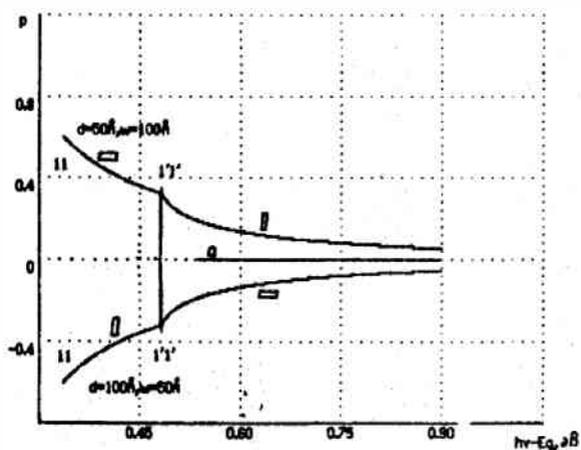


Рис.5. Зависимости степени поляризации в квантовых проволоках различных сечений от энергии квантов искусственного излучения для $\beta = 90^\circ$

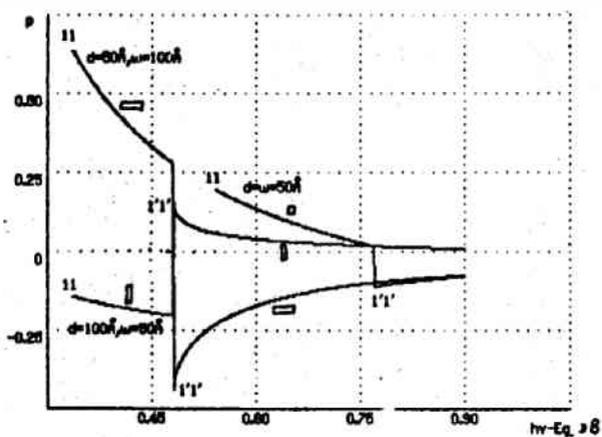


Рис.6. Зависимости степени поляризации в квантовых проволоках различных сечений от энергии квантов искусственного излучения для $\beta = 135^\circ$

изменение степени поляризации при увеличении $h\nu$ до энергии переходов в подзону легких дырок $h\nu_{\Gamma_1'}$. Следует учесть, что дипольный момент оптического перехода с участием легких дырок представляется в виде плоского ротатора, ориентированного перпендикулярно волновому вектору дырок и имеющего линейный компонент вдоль него [1]. Поэтому для начальных переходов, когда $h\nu$ достигает $h\nu_{\Gamma_1'}$, значителен отклик на ТМ-моду, ведущий к резкому изменению P . В большинстве случаев влияние ТМ-моды на переходах $h\nu_{\Gamma_1'}$ оказывается сильнее влияния ТЕ-моды, и знак степени поляризации изменяется.

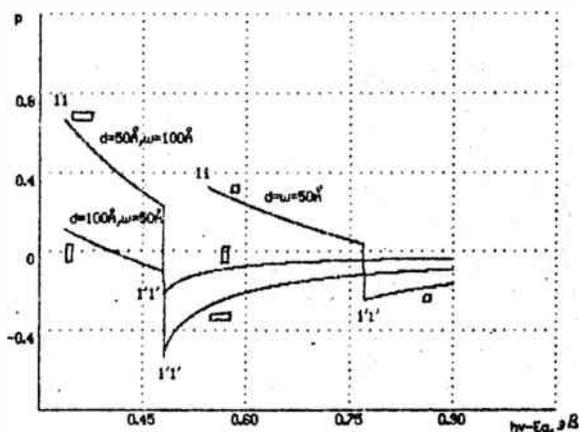


Рис.7. Зависимости степени поляризации в квантовых проволоках различных сечений от энергии квантов испускаемого излучения для $\beta = 180^\circ$

Как видно из рис. 5, соответствующего $\beta = 90^\circ$, для квантовой проволоки с квадратным сечением излучение неполяризовано при любых $h\nu$. Степень поляризации в структурах прямоугольного сечения претерпевает резкий скачок при $h\nu = h\nu_{\Gamma_1'}$, причем зависимости P от $h\nu$ для обоих сечений являются симметричными относительно оси энергий. В квантовой

проволоке с сечением $d = 50 \text{ \AA}$, $w = 100 \text{ \AA}$ вклад ТЕ-моды в поляризацию превышает вклад ТМ-моды. Лишь при $h\nu = h\nu_{TE}$ влияние ТМ-моды становится заметным, и степень поляризации меняет знак. Аналогичное поведение характерно и для структуры $d = 100 \text{ \AA}$, $w = 50 \text{ \AA}$, только в данном случае ТМ-мода является преобладающей.

Рис. 6, соответствующий $\beta = 135^\circ$, демонстрирует более резкие зависимости P от $h\nu$. Излучение, испущенное квантовой проволокой с квадратным сечением, обладает уже значительной степенью поляризации при начальных переходах $h\nu = h\nu_{TE}$, которая затем монотонно уменьшается почти до нуля. При $h\nu = h\nu_{TM}$ значение P испытывает скачок и становится отрицательным, а затем продолжает монотонно убывать (по модулю) из-за уменьшения влияния ТМ-моды.

В структурах с сечением $d = 100 \text{ \AA}$, $w = 50 \text{ \AA}$ вклад ТМ-моды продолжает увеличиваться и при $h\nu < h\nu_{TM}$. Дальнейшее увеличение $h\nu$ ведет к скачкообразному изменению P . Для квантовой проволоки с сечением $d = 50 \text{ \AA}$, $w = 100 \text{ \AA}$ имеет место сильное влияние ТМ-моды на степень поляризации излучения при достижении энергии переходов в подзону легких дырок.

Для излучения, испускаемого квантовой проволокой в направлении $\beta = 180^\circ$ (перпендикулярно оси проволоки), обнаруживаются наиболее резкие зависимости P от $h\nu$ (рис. 7). В структурах с прямоугольным сечением $d = 100 \text{ \AA}$, $w = 50 \text{ \AA}$ при начальных переходах $h\nu = h\nu_{TE}$ доминирует ТЕ-мода и степень поляризации имеет положительный знак. Для данных структур при $h\nu \approx 0,4 \text{ эВ}$ излучение становится неполяризованным. Дальнейший рост $h\nu$ ведет к увеличению (по модулю) степени поляризации излучения, вызванному нарастанием интенсивности ТМ-моды. При достижении энергий $h\nu \approx h\nu_{TM}$ вклад ТМ-моды становится еще большим, и P претерпевает малый скачок до значения $P \approx -0,21$, после чего степень поляризации начинает медленно убывать (по модулю).

Для квантовых проволок с сечениями $d = 50 \text{ \AA}$, $w = 100 \text{ \AA}$ и $d = 50 \text{ \AA}$, $w = 50 \text{ \AA}$ поляризационные зависимости при $h\nu < h\nu_{TM}$ указывают на заметный вклад ТЕ-моды в излучение. При энергиях переходов, превышающих $h\nu_{TM}$, возрастает роль ТМ-моды, и значение P монотонно убывает по модулю с частотой оптического перехода.

Расчитанные зависимости степени поляризации от энергии оптических переходов объясняют экспериментальные результаты, полученные для

структур из пористого кремния [7,8]. Указанные зависимости P от $h\nu$ соответствуют экспериментальным данным, если учесть, что реальные излучатели представляют собой систему квантовых проволок разных сечений, разориентированных друг относительно друга. Учет реальной формы линии излучения, обусловленной спектральным уширением, позволил бы получить более адекватное описание реальных полупроводниковых низкоразмерных систем со структурой типа квантовой проволоки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Физика полупроводниковых лазеров / Под ред. Х.Такумы. - М.: Мир, 1989. - 310 с.
2. Asada M., Kameyama A., Suematsu Y. Gain and intervalence band absorption in quantum-well lasers // IEEE J. Quantum Electron. - 1984. - V. QE-20, no. 7. - P. 745 - 753.
3. Поляризационные характеристики квантоворазмерных лазерных гетероструктур. / Д.В.Карасев, В.К.Кононенко, И.С.Манах, Д.Л.Харевич // Лазерная техника и оптоэлектроника. - 1992. - N 3-4. - С. 52-55.
4. Cross sectional shape dependence of quantum wire band structures and optical matrix elements / T.Tanaka, T.Yamauchi, J.N.Shulman, Y.Arakawa // Jpn. J. Appl. Phys. - 1993. - V. 32, pt. 2, no. 11A. - P. L1592 - L1595.
5. Kononenko V.K., Zakharova I.S. Laser Parameters of Quantum-Well Heterostructures. / Preprint no. IC/91/63/ICTP. - Trieste, 1991. - 12 p.
6. Кононенко В.К. Оптические свойства гетероструктур с квантоворазмерными слоями. / Препринт N 492 / Ин-т физики АН БССР. - Минск, 1987. - 51 с.
7. Виталисов А.А., Кононенко В.К., Манах И.С. Степень поляризации излучения в структурах типа квантовых проволок. // Тез. докл. 2-ой Междунар. конф. по лазерной физике и спектроскопии. - Гродно, 1995. - С. 113.
8. Polarization of porous silicon luminescence / S.V.Gaponenko, V.K.Kononenko, E.P.Petrov et al. // Appl. Phys. Lett. - 1995. - V. 67, no. 20. - P. 3019 - 3021.

**МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ
ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ИНЖЕКЦИОННОГО
ЛАЗЕРА В РЕЖИМЕ КОГЕРЕНТНОЙ РЕГИСТРАЦИИ
ОПТИЧЕСКОГО ЭХО-СИГНАЛА**

(обзор)

**Принципы когерентной регистрации излучения
инжекционным лазером**

Все способы регистрации оптических полей реализуют один из двух методов детектирования света: прямое фотодетектирование, включая метод счета фотонов, и когерентный прием излучения (метод фотосмешения). Принципиальное различие этих методов состоит в том, что в последнем случае имеется возможность выделения информации о частоте и фазе исследуемого поля, которая принципиально недоступна в методе прямого фотодетектирования. Применение фотосмешения позволяет регистрировать слабые оптические потоки, используя мощное опорное излучение, и достигать спектрального разрешения порядка долей герца на уровне оптической частоты ($\sim 10^{15}$ Гц).

Однако уникальные возможности метода фотосмешения сопряжены с рядом дополнительных трудностей, в частности, с необходимостью точного пространственного и спектрального согласования опорного и сигнального полей. Кроме того, расширение спектрального диапазона метода требует подбора пар "лазер-фотодетектор" с согласованными свойствами (спектральной чувствительностью, шириной полосы пропускания и т.д.).

Идея использования среды с инверсной населенностью уровней для регистрации внешнего оптического излучения возникла практически сразу же с появлением лазеров. Применительно к полупроводниковым инжекционным лазерам она была высказана впервые Р.Ф.Казариновым и Р.А.Сурисом в 1974г [1]. Инжекционный лазер в режиме генерации, в который вводится стороннее излучение, может рассматриваться как когерентный приемник, при этом источник опорного излучения и нелинейная среда совмещены в одном элементе. В этом случае активный слой в виде тонкого плоского оптического волновода служит фоточувствительной областью лазерного приемника. Мода, генерируемая лазером, локализована в этом волноводе. Если частота поля вводимого в лазер стороннего излучения отличается от частоты поля лазерной моды, то взаимодействие этих полей приведет к биейным напряженно-

сти поля в резонаторе на разностной частоте. В свою очередь, это сопровождается изменением концентрации носителей заряда в активной области лазера, и, следовательно, колебаниями расстояния между квазиуровнями Ферми. Последнее может быть зарегистрировано как колебания напряжения в цепи питания лазера.

В этой связи возникают две принципиально различные возможности регистрации сигнала биекций. В первом случае сигнал регистрируется специальным детектором, на который отводится небольшая часть генерируемого лазером излучения. Во втором случае полезный сигнал регистрируется в цепи питания лазера.

Настоящая работа посвящена анализу математических моделей инжекционного лазера, находящегося под воздействием собственного излучения, отраженного от некоторого объекта. При этом воздействие объекта на лазерное излучение может быть произвольным. Таким образом, к данной проблеме примыкают близкие по физической сущности явления, возникающие при облучении лазера внешним независимым источником (например, при синхронизации одного лазера другим), и явления в лазерах с внешним резонатором.

Математические модели лазера

Запишем волновое уравнение для электромагнитного поля в резонаторе в следующем виде [2]:

$$\frac{d^2 E}{dt^2} + \Omega^2 E + \frac{d}{dt} \left\{ \frac{4\pi\sigma}{\epsilon} + \frac{\Omega}{2\pi Q} \right\} E = \frac{4\pi dj}{\epsilon dt}, \quad (1)$$

где E — коэффициент разложения электрического поля по собственным функциям резонатора, отвечающий генерируемой моде; Ω — собственная частота моды; σ — диагональный матричный элемент разложения вещественной части высокочастотной проводимости; ϵ — матричный элемент диэлектрической проницаемости; j — диагональный матричный элемент высокочастотного тока, наводящего стороннее поле; Q — добротность моды.

Предполагаем, что лазер работает в одномодовом режиме, разность частот опорного и стороннего излучения мала по сравнению с межмодовым интервалом.

Поскольку усиление на период оптических колебаний мало, для решения уравнения (1) применим метод Ван-дер-Поля [3]:

$$E(t) = E_a(t) \cos[\Omega t + \varphi(t)]. \quad (2)$$

Тогда уравнения для амплитуды $E_a(t)$ и фазы $\varphi(t)$ световых колебаний с периодом $2\pi/\Omega = 1/\nu$ приобретают вид:

$$\frac{d}{dt} E_a(t) + \frac{1}{2} \left[\frac{4\pi\sigma}{\epsilon} + \frac{\nu}{Q} \right] E_a(t) = -F_s(t), \quad (3)$$

$$E_a(t) \frac{d}{dt} \varphi(t) - \frac{1}{2\Omega} \left[\frac{4\pi\sigma}{\epsilon} + \frac{\nu}{Q} \right] \frac{d}{dt} E_a(t) = F_c(t), \quad (4)$$

где

$$F_s = \frac{4\pi}{\Omega} \left\langle \frac{d}{dt} f(t) \sin[\Omega t + \varphi(t)] \right\rangle, F_c = \frac{4\pi}{\Omega} \left\langle \frac{d}{dt} f(t) \cos[\Omega t + \varphi(t)] \right\rangle. \quad (5)$$

Здесь угловые скобки означают усреднение по периоду колебаний.

Влияние стороннего излучения учитывается функциями F_s, F_c , определенными соотношениями (5).

Уравнение, связывающее ток накачки i , полное число неравновесных электронов N_a и амплитуду электромагнитного поля E_a , имеет вид:

$$\frac{dN_a}{dt} + R(N_a) - \frac{\sigma E_a^2 V}{2\Delta} = \frac{i}{e}, \quad (6)$$

где $R(N_a)$ — скорость рекомбинации электронов в активном слое объема V ; Δ — ширина запрещенной зоны; e — заряд электрона.

Амплитуда поля в стационарном режиме определяется выражением:

$$E_{a0}^2 = \frac{8\pi\hbar(i - i_{th})Q}{\epsilon V \sigma}, \quad (7)$$

где $i_{th} = eR(N_{a0})$ — пороговый ток, N_{a0} — стационарное значение числа электронов.

Уравнения (3), (4) совместно с уравнением для концентрации носителей заряда (6) описывают динамику лазера, находящегося под воздействием стороннего излучения.

С учетом вклада спонтанного излучения уравнения динамики лазера модифицируются следующим образом [4]:

$$\frac{d}{dt} E_{an} + \frac{E_{an}}{2\tau_p} = \left(\frac{c}{2n} \right) g(N_a) E_{an} + \xi \frac{N_a}{2\tau_s E_{an}}, \quad (8)$$

$$\frac{d}{dt} N_a + \frac{N_a}{\tau_a} = \left(-\frac{c}{n} \right) g(N_a) E_{an}^2 + G. \quad (9)$$

Здесь $E_{an} = \sqrt{N_p}$ — безразмерная амплитуда напряженности поля в резонаторе лазера; N_p — число фотонов в лазерной моде; τ_p, τ_s — времена

жизни фотонов и электронов соответственно; $g(N_s) = \beta N_s^n$ — коэффициент усиления активной среды; G — скорость инжекции электронов; c — скорость света в вакууме; n — показатель преломления среды; ξ — коэффициент спонтанного излучения. Эти уравнения, за исключением члена, учитывающего спонтанное излучение, эквивалентны записанным ранее уравнениям (3) и (6) при $F_s = 0$. Влияние стороннего излучения учитывалось как модуляция нагруженной добротности и, соответственно, собственной частоты резонатора. Эта методика была предложена авторами работы [5], в которой исследовался автоданный эффект в газовых лазерах с учетом конечного времени реакции лазера на внешнее воздействие. Таким образом, выражение для времени жизни фотонов в резонаторе τ_p в приближении слабой оптической связи лазера с внешним объектом имеет вид:

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{\Omega}{Q} \left(1 - 2r_{ext} \frac{Q}{Q_{ext}} \cos \Omega_d t \right), \quad (10)$$

где $r_{ext} \ll 1$ — амплитудный коэффициент отражения с учетом потерь вне резонатора лазера; Q_{ext} — добротность внешнего резонатора; Ω_d — доплеровская частота.

Таким образом, задача сводится к совместному решению уравнений (8), (9) и (10).

Для анализа флуктуационных процессов в лазере уравнения баланса дополняются стохастическими слагаемыми F_s, F_p , называемыми Ланжевеновскими случайными силами [6]:

$$\frac{d}{dt} N_s = \frac{g}{q} - \frac{N_s}{\tau_s} - \Gamma g N_p + F_s, \quad (11)$$

$$\frac{d}{dt} N_p = (\Gamma g - \alpha_l) N_p + F_p; \quad (12)$$

здесь Γ — параметр оптического ограничения; α_l — полный коэффициент потерь излучения в лазере.

Волновое уравнение для электрического поля E_n , нормированного таким образом, что $E_n^2 = N_p$, имеет вид [7]:

$$\nabla^2 E_n(r, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^t \epsilon_n(r, N_s, t, \tau) \times E_n(r, t - \tau) d\tau = F_L(r, t), \quad (13)$$

где F_L — ланжевеновская случайная сила; c — диэлектрическая проницаемость среды; r — координата.

Поле в лазере может быть представлено в виде суммы аналитических сигналов со слабо перекрывающимися спектрами:

$$E_n(r, t) = \frac{1}{2} \sum_j \left(E_j(r, t) \exp(-i\Omega_j t) + \text{c.c.} \right), \quad (14)$$

где с.с. — величина комплексносопряженная первому слагаемому в скобках. Суммирование в (14) ведется по всем частотам в спектре излучения.

Поле в резонаторе лазера может быть представлено в виде:

$$E_{j_n}(z, t) = A_{j_n}^+ \exp(i\beta_{j_n} z) + A_{j_n}^- \exp(-i\beta_{j_n}(z - L)), \quad (15)$$

где $A_{j_n}^+$ — амплитуда волны, отраженной от левого зеркала резонатора с коэффициентом отражения по амплитуде r_1 ; $A_{j_n}^-$ — амплитуда волны, отраженной от правого зеркала резонатора с коэффициентом отражения по амплитуде r_2 ; L — длина резонатора; z — продольная координата.

Если стороннее излучение вводится через правое зеркало с коэффициентом пропускания $\tau_2 = 1 - r_2$ и амплитуда комплексной обгибающей падающей на лазер волны равна $Z(z = L, t)$, подстановка (15) в граничные условия приводит к следующим выражениям:

$$A_{j_n}^+(0, t) - r_1 A_{j_n}^-(0, t) \exp(i\beta_{j_n} L) = 0, \quad (16)$$

$$A_{j_n}^-(L, t) - r_2 A_{j_n}^+(L, t) \exp(i\beta_{j_n} L) = \tau_2 Z_n \delta(\Omega_j - \Omega), \quad (17)$$

где $Z_n(L, t)$ вычисляется как интеграл перекрытия падающего поля с модой волновода при $z=L$.

Эффекты, связанные с задержкой излучения, возвращающегося в лазер, могут быть учтены при записи уравнения для электрического поля волны в следующем виде [8]:

$$\frac{d}{dt} E = \left[i\Omega_0 + \frac{\Delta g}{2} (1 + i\alpha) \right] E(t) + k E(t - \tau_{ext}), \quad (18)$$

где

$$E(t) = E_n(t) \exp[i(\Omega t + \varphi(t))]; \quad (19)$$

α — коэффициент уширения линии; Ω_0 — резонансная частота собственного резонатора; Δg — изменение усиления, вызванное оптической обратной связью; τ_{ext} — время прохода фотоном внешнего резонатора; k — параметр, характеризующий величину обратной связи:

$$k = \frac{1 - R_2}{\tau_2} \sqrt{\frac{R_{ext}}{R_2}}. \quad (20)$$

τ_r — время прохода собственного резонатора; R_2 — коэффициент отражения выходной грани лазерного диода по интенсивности; $R_{\text{вст}}$ — эффективный коэффициент отражения от внешнего объекта с учетом потерь вне собственного резонатора лазера.

Из уравнения (18) с учетом (19) путем разделения действительной и мнимой частей получаем выражения для амплитуды и фазы волны:

$$\frac{d}{dt} E_a = \frac{\Delta g}{2} E_a + k E_a E \cos(\varphi_0 + \Delta\varphi), \quad (21)$$

$$\frac{d}{dt} \varphi = \Omega_0 - \Omega - \frac{\Delta g}{2} \alpha - k \sin(\varphi + \Delta\varphi), \quad (22)$$

где

$$\varphi_0 = \Omega \tau_{\text{вст}}, \quad (23)$$

$$\Delta\varphi = \varphi(t) - \varphi(t - \tau_{\text{вст}}). \quad (24)$$

Правая часть выражения (18) содержит волну, полученную лазером и волну отраженную от объекта. При этом свойства объекта определяют вид второго слагаемого. При регистрации излучения с доплеровским сдвигом частоты (эта ситуация имеет место при измерении скорости объекта с использованием инжекционного лазера) уравнения лазера приобретают вид [9]:

$$\frac{d}{dt} E = \left[i\Omega_0 + \frac{\Delta g}{2} (1 + i\alpha\Omega) \right] E(t) + k E_d(t - \tau_{\text{вст}}), \quad (25)$$

$$E_d(t) = E_a(t - \tau_{\text{вст}}) \exp \left[i(\Omega + \Omega_d)t - i\Omega\tau_{\text{вст}} - i\Omega_d \frac{\tau_{\text{вст}}}{2} + i\varphi(t - \tau_{\text{вст}}) \right]. \quad (26)$$

Уравнения для амплитуды и фазы волны могут быть получены из (26) путем разделения действительной и мнимой частей, как это было описано выше.

В ряде случаев влияние оптической обратной связи удобно учитывать введением эффективного коэффициента отражения $R_{\text{эф}}$, определяемого соотношением E_r/E_i [8], где E_i — амплитуда поля, получаемого лазером; E_r — суммарная амплитуда поля, отраженного от собственной грани и внешнего объекта. Согласно [8]

$$R_{\text{эф}} = \sqrt{R_2} \left(1 + \frac{1 - R_2}{\tau_r} \sqrt{\frac{R_{\text{вст}}}{R_2}} \right). \quad (27)$$

Посредством введения корреляционной функции в выражение для эффективного коэффициента отражения возможен учет когерентных

свойств поля. В случае $t_c \gg \tau_{\text{экт}}$, где t_c —время когерентности, имеем [10]:

$$R_{\text{эфф}} = \frac{R_2 + R_{\text{экт}} + 2\sqrt{R_2 R_{\text{экт}}} \cos(\Omega \tau_{\text{экт}})}{1 + R_2 R_{\text{экт}} + 2\sqrt{R_2 R_{\text{экт}}} \cos(\Omega \tau_{\text{экт}})}. \quad (28)$$

В случае $\tau_{\text{экт}} \geq 5t_c$ эффективный коэффициент отражения записывается в виде [10]:

$$R_{\text{эфф}} = R_2 + \frac{(1 - R_2)^2 R_{\text{экт}}}{1 - R_2 R_{\text{экт}}}. \quad (29)$$

Таким образом, для описания когерентной регистрации оптического вох-сигнала инжекционным лазером могут быть использованы уравнения динамики лазера, включающие волновое уравнение и уравнение для концентрации носителей заряда. Влияние стороннего излучения учитывается как дополнительная внешняя обратная связь от некоторого пассивного элемента либо как облучение лазера сторонним источником. При этом в уравнение динамики для напряженности поля вносятся дополнительное слагаемое, учитывающее величину этой обратной связи.

Влияние внешнего излучения на генерационные характеристики лазера.

Вопрос о воздействии отраженного от объекта излучения на частоту и амплитуду моды, генерируемой лазером, впервые был рассмотрен в работе [11]. Выражения, определяющие изменение амплитуды ΔE_a и частоты генерации лазера $\Delta \nu$ в зависимости от коэффициента отражения объекта по амплитуде и расстояния до него, имеют вид:

$$\Delta E_a = \frac{c \tau_{\text{экт}} \tau_2^2}{2L p} E_{a0} \cos \psi_a, \quad (30)$$

$$\Delta \nu = -\frac{c}{2L} \tau_{\text{экт}} \tau_2^2 \sin \psi_a, \quad (31)$$

где p —коэффициент прочности предельного цикла; ψ_a —фаза, зависящая от расстояния до объекта.

Расчет выполнен в предположении, что имеет место одномодовый режим генерации лазера и отраженная волна "согласована" с прямой волной, т.е. имеет ту же поляризацию и распределение амплитуд и фаз по поверхности зеркала, что и выходное излучение лазера. Результаты расчета согласуются с данными по влиянию отраженного излучения на частоту и мощность генерации CO_2 -лазера, полученными в работе [12]. Показано, что при малых отражениях зависимость частоты и мощности излучения лазера от расстояния до отражающего объекта

носят синусоидальный характер, при этом максимальное изменение частоты пропорционально коэффициенту отражения объекта по амплитуде. При больших коэффициентах отражения зависимость частоты от расстояния принимает гистерезисный характер, что может приводить к перескоку частоты генерации с изменением расстояния до объекта.

Как было показано ранее, в режиме генерации между зеркалами резонатора устанавливаются стоячие оптические волны. В случае одноимодового лазера электрическое поле волны может быть записано в виде [13]:

$$E(z, t) = E_0 \exp i [k_0 z - \varphi(t - z/c)] + c.c., \quad (32)$$

где $k_0 = \Omega/c$ — волновое число; $\varphi(t)$ — случайная флуктуация фазы, соответствующая ширине спектра. Если получение лазера отражается от движущегося объекта, то отраженное поле E_r описывается выражением вида:

$$E_r(z, t) = E_{0r} \exp i \left\{ (k_0 + k_d)(L_{ext} - z) + k_0 L_{ext} - (\Omega + \Omega_d)t + \varphi[t - (2L_{ext} - z)/c] \right\} S[t - (L_{ext} - z)/c] \exp i [\varphi_s[t - (L_{ext} - z)/c]] + c.c., \quad (33)$$

где E_{0r} — амплитуда поля, отраженного от объекта; $k_d = \Omega_d/c$ — волновое число, соответствующее доплеровскому сдвигу частоты отраженного излучения; $S[t - (L_{ext} - z)/c] \exp i [\varphi_s[t - (L_{ext} - z)/c]]$ — величина, определяющая флуктуации амплитуды и фазы излучения отраженного от диффузного объекта (лазерную спекул-картину).

При отсутствии внешней оптической обратной связи поле внутри лазера E_L связано с получаемым полем (32) через коэффициент пропускания T излучающего зеркала:

$$E_L(z, t) = (1/T) E_0 \exp i [k_0 z - \varphi(t - z/c) + \pi] + c.c., \quad (34)$$

где π — изменение фазы при отражении от зеркала резонатора. В этом случае интенсивность излучения может быть найдена следующим образом:

$$I(z, t) = \epsilon c \langle [E_L(z, t) + T E_0(z, t)]^* [E_L(z, t) + T E_0(z, t)] \rangle, \quad (35)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость воздуха. Подставляя в (35) выражения для E_L и E_0 , получаем зависимость интенсивности излучения лазера от времени следующего вида [13]:

$$I(t) = I_0 + I_f \exp i [2k_0 L_{ext} + k_d L_{ext} - \Omega_d t + \varphi[t - 2L_{ext}/c] - \varphi(t) - \pi] \times \\ \times S[t - L_{ext}/c] \exp i [\varphi_s[t - L_{ext}/c]] + c.c. \quad (36)$$

Величины I_0 и I_f не вычисляются в рамках этой модели.

Если средняя по времени величина $|\psi|t - 2L_{\text{эст}}/c| - \varphi(t)$ много меньше 2π , в показателе экспоненты она может быть опущена. Эта ситуация реализуется, когда отраженное излучение когерентно с излучением в лауре, или, другими словами, флуктуации фазы меньше $2L_{\text{эст}}/c$. Таким образом, временная когерентность не важна, если время, за которое излучение распространяется до объекта и обратно, мало по сравнению с временем когерентности.

Как видно, временная зависимость интенсивности (36) содержит информацию о доплеровской частоте, которая позволяет судить о скорости движущегося объекта.

Спектральная компонента доплеровского сигнала S_d , снимаемого с фотоприемника, при $(d\varphi/dt)\tau_{\text{эст}}$ стремящемся к нулю, пропорциональна величине $k^2 P^2 \delta(\Omega_d - \Omega)$, где P — мощность излучения лазера [3].

Следует отметить, что поскольку угловые характеристики внешнего сигнала, содержащего доплеровскую составляющую, определяются в основном апертурой оптического согласующего элемента, то параметр обратной связи $k \sim L_{\text{эст}}^{-1}$ (т.к. $R_{\text{эст}} \sim d/L_{\text{эст}}$, где d — диаметр согласующей линзы). Это приводит к зависимости $S_d \sim L_{\text{эст}}^{-2}$, что и наблюдается на относительно небольших расстояниях $L_{\text{эст}}$ [9].

Что касается зависимости доплеровского сигнала от мощности излучения, то здесь приходится учитывать два фактора. Во-первых, развитие центральной моды излучения с ростом накачки идет по закону, отличному от прямо пропорциональной зависимости, наблюдаемой для суммарного излучения. Рост интенсивности доминирующей моды в припороговом диапазоне происходит особенно быстро, что приводит к резкому увеличению доплеровского сигнала. Во-вторых, этому увеличению способствует также быстрое нарастание степени когерентности излучения.

Совокупное влияние этих двух факторов приводит к быстрому росту на фоне амплитудного шума сигнала на доплеровской частоте $S_d \sim (i - i_{\text{п}})^{4-5}$. Затем, в пределах стабилизации одночастотного режима генерации, уровень S_d зависит от мощности генерируемой моды как $S_d \sim (i - i_{\text{п}})^2$, т.к. $P \sim (i - i_{\text{п}})$. Этот режим является наиболее эффективным с точки зрения практических применений.

В случае многомодовой генерации электрическое поле излучения может быть описано в виде:

$$E(x, t) = \sum_j E_j \exp[ikz - \omega_j t + \varphi_j(t - z/c)] + \text{с.с.}, \quad (37)$$

где $\omega_j = \Omega + 2\pi j c / 2nL$ — циклическая частота моды; n — показатель преломления активного вещества; $k_j = \omega_j / c$ — волновое число; φ_j — флуктуация фазы, соответствующая ширине одиночной продольной моды.

Интенсивность лазерного излучения в этом случае вычисляется так же, как и для одномодового режима:

$$I(z, t) = I_0 + \sum_j S_j \left[t - L_{\text{ext}}/c \right] J_{jj} \times \\ \times \exp \left[2k_j L_{\text{ext}} + k_j (L_{\text{ext}} - z) + \Omega_j t + \varphi_{sj} \left[t - L_{\text{ext}}/c \right] - \pi \right] + \text{c.c.} \quad (38)$$

Суммирование в (38) ведется по членам медленно флуктуирующим во времени, что соответствует сохранению фазы на больших расстояниях. Амплитуды и фазы для различных мод также будем считать одинаковыми. Тогда (38) переписется в виде:

$$I(z, t) = I_0 + \left[\sum_j J_{jj} \exp(2k_j L_{\text{ext}}) \exp(i\Omega_j t) \right] \times \\ \times S \left[t - L_{\text{ext}}/c \right] \exp(i\varphi_{sj} (t - L_{\text{ext}}/c)) + \text{c.c.} \quad (39)$$

Таким образом, на основе выражения (39) для многомодового лазера возможно измерение скорости движущегося объекта по тому же принципу, как и в случае одномодового. Легко видеть, что флуктуации интенсивности в (39) имеют наибольшую амплитуду, когда фаза кратна целому числу 2π . Эта ситуация реализуется, когда отношение L_{ext}/nL , входящее в выражение

$$2k_j L_{\text{ext}} = 2(\Omega + 2\pi j c / 2nL) L_{\text{ext}} / c,$$

равно целому числу. Зависимость этой величины от расстояния может быть использована для измерения перемещений движущихся вдоль направления z объектов.

Облучение полупроводникового инжекционного лазера эко-сигналом приводит к смещению его ватт-амперной характеристики в сторону уменьшения порогового тока [10],[14],[16],[22]. В этом случае величина оптической обратной связи может быть определена изменением отношения dP/di [10]:

$$\frac{dP_R/di}{dP_L/di} = \frac{\left(1 - \frac{2nL}{L_{\text{ext}}(R_1 R_{eff})} \right)^{-1} (\sqrt{R_1} + \sqrt{R_2})}{\left(1 - \frac{2nL}{L_{\text{ext}}(R_1 R_{eff})} \right)^{-1} (\sqrt{R_1} + \sqrt{R_{eff}})} \frac{1 - \sqrt{R_1 R_2} \quad 1 - R_{eff}}{1 - \sqrt{R_1 R_{eff}} \quad 1 - R_2} \quad (40)$$

где dP_L/di соответствует режиму без внешней обратной связи, dP_R/di — режиму с наличием обратной связи. Как показывает эксперимент, отношение (40) уменьшается с увеличением R_{ext} , при этом большим значением этого отношения соответствует меньшая степень когерентности излучения [10].

Взаимодействие собственного и внешнего электромагнитных излучений через концентрацию неравновесных носителей заряда приводит к деформации коэффициента пропускания лазера вблизи линии генерации — возникновению дополнительных максимумов пропускания лазерного интерферометра [7], [15]. Физически это объясняется тем, что биекция инжектируемого в лазер слабого внешнего излучения с излучением ближайшей к нему по спектру лазерной моды приводит к модуляции параметров лазерной среды с равносторонней частотой, в результате чего вблизи каждой моды лазера возникают дополнительные частотные резонансы. Один из них совпадает по частоте с инжектируемым излучением и, в зависимости от фазовых соотношений, приводит либо к его усилению, либо к ослаблению, т.е. модуляции коэффициента пропускания лазера.

Таким образом, имеется возможность регистрации сигнала по изменению частоты и мощности генерации лазера и деформации спектра пропускания лазерного интерферометра.

Рассмотренные эффекты послужили основой при построении на базе инжекционных полупроводниковых лазеров лазерного измерителя дальности [17], лазерного доплеровского измерителя скорости [9], [13], лазерного датчика микроперемещений [18], продемонстрирована возможность использования инжекционного лазера в качестве приемника в оптических устройствах считывания информации [14].

Влияние внешнего излучения на электронную подсистему лазера

Особый интерес представляет возможность регистрации сигнала в электрической цепи лазера. В этом случае лазер является одновременно источником и приемником оптического сигнала.

Под действием стороннего излучения в электрической цепи лазерного диода появляется переменная компонента тока с частотой, равной разности частот отраженного излучения и поля внутри лазерного резонатора. Причину возникновения колебаний тока можно объяснить следующим образом. Ток i , протекающий через лазерный диод, можно разделить на две части. Первая часть, равная пороговому току генерации i_{th} , обусловлена спонтанной и безызлучательной рекомбинаци-

ей электронов и дырок в активной области. Остальная часть, $i - i_{th}$, обусловлена вынужденной рекомбинацией носителей и пропорциональна квадрату электрического поля излучения в активной области $E(t)$. Если частота отраженного излучения отличается от частоты генерации лазера, то величина $E(t)$ испытывает биения, что приводит к модуляции концентрации носителей заряда в активной области и к соответствующим колебаниям равности квазиуровней Ферми. Этот процесс может быть зафиксирован как изменение напряжения на лазере или тока в цепи питания.

Таким образом, под действием внешнего излучения происходит изменение импеданса инжекционного лазера. Выбрав сторонний ток, обусловленный воздействием этого излучения, в форме:

$$j(t) = Re j_0 e^{-i(\Omega + \omega)t}, \quad (41)$$

выражение для комплексной амплитуды переменного тока в цепи его питания можно представить в виде [1]:

$$\delta i = e \left[\left(i\omega - \frac{\Omega^2}{\omega} + \frac{1}{\tau_c} \right) N_0 \frac{\delta \Phi_0}{\Phi_0} + i\sigma \frac{E_{ext} V e^{i\omega t}}{\omega \Delta} j_0 \right], \quad (42)$$

где

$$\begin{aligned} j_0 &= 2\pi j_0 / e\Omega; \\ \frac{1}{\tau_c} &= \frac{i_{th}}{eN_0} \eta + \frac{i - i_{th}}{eN_0} \chi; \\ \eta &= \left(\frac{\partial \ln R}{\partial \ln N} \right)_{N=N_0}; \\ \chi &= \left(\frac{\partial \ln |\sigma|}{\partial \ln N} \right)_{N=N_0}; \\ \Omega_{\sigma}^2 &= \frac{\Omega}{2\pi Q} \chi \frac{i - i_{th}}{eN_0}; \end{aligned}$$

Ω_{σ} — резонансная частота системы "электроны-фотоны"; $\delta\Phi$ — вариация напряжения; Φ_0 — величина порядка энергии квазиуровней Ферми для электронов и дырок, отсчитанных, соответственно, от краев зоны проводимости и валентной зоны.

В отсутствие сигнала ($j_0 = 0$) формула (42) описывает адмитанс лазерного приемника в режиме генерации. Этот адмитанс состоит из трех слагаемых, обусловленных эквивалентной емкостью, индуктивностью и активной проводимостью лазера. Первое слагаемое — емкостная проводимость — связана с накоплением носителей в активном

слое. Второе слагаемое — индуктивность — обусловлена зашумленностью амплитуды генерируемого электромагнитного поля относительно изменения концентрации носителей заряда. Третье слагаемое соответствует активной проводимости и связано с процессом рекомбинации носителей. Таким образом, лазерный диод в электрическом отношении эквивалентен высокочастотному электрическому RLC -фильтру.

Формула (42) позволяет найти ток на частоте ω , который возникает под действием стороннего излучения в электрической цепи, состоящей из лазерного диода с последовательно включенным нагрузочным сопротивлением R_L . Выражение для тока следует из уравнения Кирхгофа

$$i\Phi_\omega + R_L \delta i_\omega = 0 \quad (43)$$

и имеет вид:

$$\delta i_\omega = \frac{-\Phi_0(\sigma V E_s / \Delta N_0 R_L) f_\omega e^{i\varphi}}{\omega^2 - \Omega_{sp}^2 + i\omega(\tau^{-1} + \Phi_0 / e N_0 R_L)} \quad (44)$$

В этом случае коэффициент преобразования по мощности K_w , определенный как отношение мощности выделяющейся в сопротивлении нагрузки к мощности поступающей на лазер, имеет вид [1]:

$$K_w = \frac{|\Theta|^2 e \Phi_0}{4\pi \lambda \Omega_{sp} Q \chi} \frac{\lambda(1 + 4\omega^2 Q^2 / \nu^2)}{[(\omega / \Omega_{sp})^2 - 1]^2 + (\omega^2 / \Omega_{sp}^2)(1 / \Omega_{sp} \tau + \lambda)^2} \quad (45)$$

Здесь

$$\lambda = \Phi_0 / e N_0 \Omega_0 R_L;$$

Θ — величина, характеризующая эффективность ввода принимаемого излучения в резонатор лазера.

В общем случае фаза φ и амплитуда E_{s0} случайным образом флуктуируют во времени. Флуктуации фазы приводят к отличной от нуля ширине спектральной линии излучения лазера и, следовательно, ограничивают разрешающую способность лазерного приемника по частоте. Флуктуации амплитуды приводят к изменению величины E^2 , а значит, к возникновению переменной компоненты тока в электрической цепи лазерного диода. Возникающий таким образом амплитудный шум наряду с генерационно-рекомбинационным и джонсоновским шумами ограничивает чувствительность приемника.

Аналитически флуктуации фазы могут быть учтены следующим образом:

$$e^{i\varphi(t)} = \int e^{i\varphi(t) + i(\omega - \omega')t} d\omega' \quad (46)$$

где $\bar{\omega}$ — среднее значение частоты.

Если $|\omega - \bar{\omega}|$ существенно меньше характерных обратных времен корреляции случайных сил, то

$$\langle |(\epsilon^{\omega(t)})_{\omega=0}|^2 \rangle = \frac{1}{\pi} \frac{2D}{(\omega - \bar{\omega})^2 + D^2}, \quad (47)$$

где

$$D = \frac{\Omega}{8\pi Q N_m} \left(\frac{1}{e^{\Delta/kT} + 1} + \frac{1}{2} \right) \quad (48)$$

— коэффициент диффузии фазы; N_m — полное число квантов в моде. Для инжекционных лазеров с активной областью из GaAs, при мощности 100 мВт D составляет $\sim 10^4$ Гц, что соответствует спектральной полуширине линии генерации. Таким образом, коэффициент D определяет разрешение лазерного приемника по частоте.

Анализ чувствительности приемника приводит к следующему выражению для эквивалентной мощности шумов [1]:

$$P_{\text{ш}} = \frac{\Delta}{|e|^2} \left[1 + 2\bar{N} + 2 \left(\frac{\Phi_{\text{ш}}}{\nu} \right)^2 \frac{i_{\text{ш}} R_L + \Phi_{\text{ш}}/R_L}{i - i_{\text{ш}}} + \frac{2kT}{\Delta K(\omega)} \right] \frac{\Delta\omega}{2\pi}, \quad (49)$$

где $\Delta\omega/2\pi$ — ширина полосы приема. Первое слагаемое в квадратных скобках описывает квантовые флуктуации поля. Второе слагаемое обусловлено спонтанным и тепловым излучением в активной области. Величина \bar{N} требует специального рассмотрения. Оценки показывают, что она пропорциональна коэффициенту межзонного поглощения полупроводника на частоте генерации в отсутствие инжекции. В зависимости от конкретных условий \bar{N} варьируется в пределах от 10^{-1} до 10^2 [1].

Третье слагаемое описывает генерационно-рекомбинационный шум, четвертое — джоуновский. При $K(\omega) \geq 1$ последнее слагаемое по крайней мере в Δ/kT раз меньше единицы. Для GaAs при комнатной температуре $\Delta/kT=55$. Видно, что генерационно-рекомбинационный шум несущественен при

$$\frac{i - i_{\text{ш}}}{i_{\text{ш}}} > 2 \left(\frac{\omega Q}{\nu} \right)^2 \left(\eta + \frac{\Phi_{\text{ш}}}{i_{\text{ш}} R_L} \right).$$

Даже при малых R_L правая часть этого неравенства значительно меньше единицы.

Соотношение сигнал/шум в неоптическом выходе лазерного приемника может быть определено выражением:

$$\frac{P_s}{P_{\text{ш}}} = \frac{P_s}{K_m} \frac{\omega}{2\pi} h\nu, \quad (50)$$

где P_s — мощность полезного сигнала в цепи питания лазера, B — шумовая полоса лазерного приемника, $K_{\text{ш}}$ — коэффициент избыточного шума. Типичные значения коэффициента избыточного шума $K_{\text{ш}}$ составляют около 10-20 дБ [6].

Таким образом, полупроводниковый инжекционный лазер может использоваться в качестве когерентного приемника получения с внутренним усилением и чувствительностью, близкой к квантовому пределу.

Экспериментальные исследования, проведенные авторами [19], дали следующие результаты.

При фазовой модуляции излучения импульсного лазера на основе двойной гетероструктуры $GaAlAs$ экспериментально зарегистрировано изменение огибающей импульсов тока накачки [19]. Амплитуда огибающей импульсов тока Δi достигала максимального значения, равного 10^{-6} от амплитуды тока i при небольших превышениях порога генерации, и уменьшалась при дальнейшем увеличении тока. Величина Δi немонотонно (как $\cos(\pi L_{\text{ген}}/\lambda_{\Omega})$, где λ_{Ω} — длина волны генерации лазера) зависела от положения отражающего объекта, что характерно для когерентного детектирования модулированного по фазе излучения. Такое поведение Δi свидетельствует о том, что формирование полезного сигнала не связано с фотодетектированием на неполовостью снятом потенциальном барьере. Полученные с помощью интерферометра Майкельсона зависимости обратной ширины линии видности интерференционной картины от тока накачки для того же лазерного диода коррелируют с изменением Δi .

Одновременно с сигналом в цепи питания лазера с помощью фотодиода, помещенного за полупрозрачным зеркалом, регистрировалось изменение мощности излучения ΔP , синфазное с модулирующим напряжением. Изменение мощности на резонансной частоте достигало в максимуме 10% от генерируемой лазером мощности. Значительно большая по сравнению с отношением $\Delta i/(i - i_{\text{th}})$ величина $\Delta P/P$ объясняется тем, что при небольших превышениях порога с когерентным излучением связанна лишь небольшая часть тока ($i - i_{\text{th}}$). Кроме того, коэффициент преобразования пульсаций интенсивности в пульсации тока накачки существенно меньше единицы [1].

Когерентная регистрация излучения инжекционным лазером была осуществлена и в режиме непрерывной генерации [20]. На зависимости величины Δi от тока наблюдался резкий всплеск вблизи порога. При дальнейшем увеличении тока зафиксировано несколько широких пиков при значительном превышении порога. На эту картину накладывались

осцилляции с меньшим периодом, который, к тому же, заметно уменьшился с ростом тока накачки.

Можно указать два возможных механизма, объясняющих такое поведение лазера [20]. Первый связан с зависимостью коэффициента преломления активной среды от тока накачки. При этом меняются пролетные времена для фотонов отдельных мод. Когда пролетные времена становятся кратными друг другу, соответствующие им интерференционные картины внутри резонатора складываются в фазе, и наблюдается максимум сигнала. Второй механизм связан с интерференцией мод, число которых растет по мере увеличения тока.

Зависимость амплитуды огибающей ΔI и амплитуды модуляции мощности получения лазера от расстояния согласуется с результатами работы [19], в которой наблюдались периодические пики сигнала с изменением $L_{\text{полн}}$.

Оценка пороговой чувствительности лазера, проведенная в работе [20] на основе измерений абсолютной величины ΔI и мощности пучка, дает значения существенно большие теоретической величины [1]. Одной из возможных причин такого расхождения может быть погрешность оценки доли излучения, возвращающегося в активную область инжекционного лазера. Другой причиной может быть учет в [1] вклада спонтанного излучения в генерируемую моду.

Коэффициент спонтанного излучения является важной характеристикой инжекционного лазера и определяет долю спонтанного излучения, попадающего в лазерную моду.

Для анализа влияния спонтанного излучения на эффективность фотопараметрического преобразования в инжекционном лазере воспользуемся уравнениями (8), (9), (10). Введем безразмерные переменные:

$$Y = \frac{E_{\text{ан}}^2}{G_{\text{н}} \tau_p}, W = \frac{N_s}{G_{\text{н}} \tau_s}, J = \frac{G}{G_{\text{н}} h} = \frac{i}{i_{\text{н}}} \quad (51)$$

Подстановка этих переменных в исходные скоростные уравнения (8), (9) дает [4]:

$$W = \frac{J - Y}{1 - \xi}, Y = \frac{(J - Y)^2 Y}{1 - \xi} + \xi J \quad (52)$$

Подставляя (10) в (8), линеаризуя полученные уравнения по малым отклонениям амплитуды $E_s(t)$ и числа инжектированных электронов $N_s(t)$ и решая полученные уравнения квадратурами, получаем [4]:

$$\frac{\delta}{E_{\text{ан}}} = r_{\text{ан}} N_s \cos(\Omega_s t) \quad (53)$$

Здесь

$$K_a = \frac{(Q/Q_{ext})K_\omega \sqrt{1 + [\Omega_d \tau_s / (1 + a)]^2}}{W^m (a + \xi) / (1 + a) [1 + (m(1 + a)\xi / a(a + \xi))]} \quad (54)$$

— коэффициент, характеризующий эффективность фотопараметрического преобразования; K_ω — коэффициент, описывающий изменение K_a с изменением частоты модуляции ($K_\omega = 1$ при частотах $\Omega_d \ll \Omega_{ep}$); $a = mY W^{m-1}$.

Расчет $K_a(\xi)$ выполнен по формуле (54) при следующих значениях параметров: $\Omega_d = 2\pi 50$ МГц; $Q/Q_{ext} = 1$; $\tau_s = 10^{-9}$ с; $m = 1$, что соответствует аппроксимации усиления среды в виде $g = \beta N_0$; $K_\omega = 1$. Величина ξ варьировалась от 10^{-7} до 10^{-4} , что характерно для инжекционных лазеров с одномодовой генерацией.

Расчет показывает [21], что коэффициент спонтанного излучения ξ существенно влияет на эффективность фотопараметрического преобразования вблизи порога генерации. При изменении ξ от 10^{-7} до 10^{-4} вариация δK_a составляет $\sim 10^3$. В то же время при превышении порога $i/i_{th} = 1,4$ она не превышает 0,2%. Для типичных значений $\xi = 10^{-5}$ на пороге генерации $K_a = 187$, при $i/i_{th} = 1,4$, $K_a = 3,8$.

Таким образом, для использования в режиме когерентного детектирования наиболее перспективны лазеры с малым коэффициентом спонтанного излучения.

В заключение отметим, что высокая чувствительность метода детектирования с приемом излучения на лазер позволяет исследовать не только зеркально или диффузно отражающие объекты но и рассеивающие аэрозольные образования. Высокое спектральное разрешение метода делает перспективным его использование в лазерной диагностике в спектроскопии.

Литература

1. Кварнинов Р.Ф., Сурис Р.А. Гетеродинамный прием света инжекционным лазером //ЖЭТФ.— 1974.— Т.66, N3.— С.1067—1073.
2. Лэмб У.Л. Теория оптических лазеров //Квантовая оптика и квантовая радиофизика.— М.: Мир, 1966. — С.281—376.
3. Андронов А.А., Витт А.А., Хайкин С.Х. Теория колебаний.— М.: Наука, 1981.—568 с.

4. Гершензон Е.М., Туманов Б.Н., Левит Б.И. Автодинные и модуляционные характеристики инжекционных полупроводниковых лазеров //Ивестия вузов. Радиофизика.— 1980.— Т.23, N5.— С.533—541.
5. Туманов Б.Н., Левит Б.И., Бабич Ф.С. Автодинный эффект в газовых лазерах //Ивестия вузов. Радиофизика.— 1978— Т.21, N9.— С.1260—1267.
6. Marcuse D. Heterodyne detection with an injection laser — Part2: signal-to-noise ratio //IEEE J. Quantum Electron.— 1990.— V.26, N4.— P.669—677.
7. Дедушенко К.Б., Зверков М.В., Мамаев А.Н. Усиление внешнего излучения в полупроводниковом лазере в состоянии генерации //Квантовая электроника.— 1992.— Т.19, N7.— С.661—667.
8. Lang R., Kobayashi K. External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties //IEEE J. Quantum Electron.— 1980.— V.16, N3.— P.347—355.
9. Маругин Ф.В. Доплеровский измеритель скорости на основе инжекционного лазера //Журнал технической физики.— 1994.— Т.2, N1.— С.184—189.
10. Sigg J. Effect of optical feedback on the light-current characteristics of semiconductor lasers //IEEE J. Quantum Electron.— 1993.— V.29, N1.— P.1262—1270.
11. Берштейн И.Л. Воздействие отраженного сигнала на работу лазера //Ивестия вузов. Радиофизика.— 1973.— Т.16, N4.— С.526—530.
12. Доманов М.С., Щербатых В.Д. Влияние отраженного сигнала на стабильность частоты и мощности лазера на диоксиде углерода //Квантовая электроника.— 1975.— Т.2, N1.— С.99—104.
13. Small laser Doppler velocimeter based on the self-mixing effect in a diode laser/ H.W.Jentink, F.F.M. De Mul, H.E.Suichies et al //Applied Optics.— 1988.— V.27, N2.— P.379—385.
14. Оптоэлектронное считывание с помощью инжекционного лазера/ Ву Ван Лык, П.Г.Елнсейев, М.Ф.Мацько и др. //Квантовая электроника.— 1982.— Т.9, N9.— С.1825—1829.

15. Van Exter M.P., Biever C., Woerdman J.P. Effect of optical injection on bias voltage and spectrum of a semiconductor laser //IEEE J. Quantum Electron.— 1993.— V.29, N11.— P.2771—2779.
16. Influence of external optical feedback on threshold and spectral characteristics of vertical-cavity surface-emitting lasers/ S.Jian, Z.Pan, M.Dagenais et al //IEEE Photon Technol. Lett.— 1994.— V.6, N1.— P.34—36.
17. De Groot P.J., Gallatin G.M., Macomber S.H. Ranging and velocimetry signal generation in a backscatter-modulated laser diode //Applied Optics.— 1988.—V.27, N21.— P.4475—4480.
18. Дедушенко К.Б., Мамаев А.Н., Николаев И.В. Лазерный датчик микроперемещений //Датчики электронных и неэлектронных величин (Датчик 93). Тез.докл. 1 Междунар. конф. Ч1.— Барнаул: Алт. гос. техн. ун-т, 1993.— С.175.
19. Когерентная регистрация излучения инжекционным лазером./ В.В.Деметриенко, Э.Э. Годик, В.В. Гуляев и др. //Письма в ЖТФ.— 1979.— Т.5, N22.— С.1349—1351.
20. Многомодовые эффекты при когерентной регистрации излучения инжекционным лазером/ В.В.Деметриенко, Э.Э.Годик, Ю.В.Гуляев и др. //Письма в ЖТФ.— 1981.— Т.7, N7.— С.442—445.
21. Карих Е.Д., Рудой А.Г., Хасеневич П.Р. Влияние коэффициента спонтанного излучения на эффективность фотопараметрического преобразования в инжекционном лазере //Тезисы докладов Республиканской конференции молодых ученых по квантовой электронике (24-25 мая 1994г.,Мянск).— Мн.: Белгосуниверситет, 1994.— С.16.
22. Pascal B., Meziane B., Guy S. Feedback phenomena in a semiconductor laser induced by distant reflectors //IEEE J. Quantum Electron.— 1993.— V.29, N5.— P.1271—1284.

ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

Для большинства применений полупроводниковых лазеров необходимо иметь оптический пучок высокого и неизменного качества. Это относится к применениям лазеров для дистанционных измерений, в системах передачи информации, в записывающих головках оптических дисков, в устройствах оптической памяти и т.д. Однако угловая расходимость излучения полупроводниковых лазеров обычно значительно выше, чем у других типов лазеров [1,2], к тому же пучок в сечении является не круговым, а эллиптическим, то есть обладает астигматизмом [3]. Все это необходимо учитывать при расчете конкретных систем, поэтому для эффективного применения полупроводниковых лазеров в различных системах, наряду с другими характеристиками, необходимо точное знание распределения интенсивности излучения в дальней зоне - диаграммы направленности (ДН).

Распределение интенсивности излучения в дальней зоне I в зависимости от углов с нормалью к излучающей поверхности выходного зеркала в плоскости $p-n$ перехода лазерного диода Θ_{\parallel} и в плоскости, перпендикулярной плоскости $p-n$ перехода, Θ_{\perp} (рис.1) обычно описывается известным из теории антенн соотношением [1,4]

$$I(\Theta_{\parallel}, \Theta_{\perp}) \propto |\cos\Theta_{\parallel} \times \cos\Theta_{\perp}|^2 \times \left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(jk_0(x\sin\Theta_{\parallel} + y\sin\Theta_{\perp})) F(x, y) dx dy \right|^2. \quad (1)$$

Это выражение представляет собой произведение множителя, называемого угловым фактором Гюйгенса [1], на интеграл Фурье от распределения поля в ближней зоне (то есть на выходном зеркале) $F(x, y)$. Здесь $k_0 = 2\pi/\lambda$ - волновое число в свободном пространстве. Для углового фактора Гюйгенса, в значительной мере определяющего уменьшение вычисляемого значения интенсивности излучения, распространяющегося под большими углами, получено более строгое выражение [4]:

$$g(\Theta) = \frac{2\cos\{(n^{-2} - \sin^2\Theta)^{1/2} + (\beta/k_0)\}}{\cos\Theta + (n^2 - \sin^2\Theta)^{1/2}}, \quad (2)$$

где n - показатель преломления лазерной среды, β - комплексная константа распространения, а угол Θ представляет собой Θ_{\parallel} либо Θ_{\perp} . В большинстве расчетов ДН полупроводниковых лазеров используются выражения типа (1), за исключением того, что в качестве множителя берется несколько другая функция от Θ .

Для нахождения картины распределения поля на зеркале $F(x, y)$ необходимо решить волновое уравнение, выведенное из уравнений Максвелла, которое для двумерного случая в скалярной форме имеет вид:

$$\nabla^2 E(x, y) + [k_0^2 \epsilon(x, y) - \beta^2] E(x, y) = 0. \quad (3)$$

Здесь $E(x, y)$ - электрическое поле волноводной моды, $\epsilon(x, y)$ - комплексная диэлектрическая проницаемость. Это уравнение в общем случае не имеет точного аналитического решения. Его решают численными приближенными методами, которые наиболее полно изложены в работах [5-7].

Для нахождения приближенного решения волнового уравнения активную область лазера представляют в виде диэлектрического усиливающего волновода, определяющего амплитудные и фазовые профили поля излучения на зеркалах. Рассматривались модели неограниченного трехслойного волновода без потерь [8,9], пятислойного волновода [10], двумерного волновода с боковым ограничением [11,12]. Различные модели и полученные для них результаты расчета ДН рассмотрены в [1]. Выбор модели определяется конструкцией лазера и в свою очередь определяет граничные условия при решении волнового уравнения. Очень важным при этом является знание профиля распределения комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon(x, y)$ в волноводе, максимально соответствующего реальной ситуации. Исследования первых инжекционных лазеров показали, что модовая структура в плоскости $p-n$ перехода в них описывается эрмито-гауссовскими функциями [13]. Это означает, что в плоскости $p-n$ перехода существует пространственное изменение диэлектрической проницаемости [14]. Установлено, что основная мода в этом направлении имеет приблизительно гауссов вид, что соответствует приближению параболического распределения профиля диэлектрической проницаемости. Гауссово приближение является достаточно точным для одномодовых лазеров, но оно непригодно для описания пространственного распределения интенсивности лазера с двойной гетероструктурой (ДГС) и узким полосковым контактом. Отличная от гауссовой картина поля излучения таких лазеров связывается с отклонением профиля диэлектрической постоянной

от параболического [15,16]. Рассматривались симметричные (параболические [3,17], в виде квадрата обратного гиперболического косинуса [18]), асимметричные (в виде слоя Эпштейна [19,20] и слоя, сводящегося к нему [21]) распределения профилей диэлектрической проницаемости в инжекционных лазерах. Однако на практике из-за технологически неконтролируемых неоднородностей чаще встречаются промежуточные случаи. Несимметричная модель распределения профиля диэлектрической проницаемости, использованная в [22], близка к реальной ситуации для описываемых в работе типов лазеров. В плоскости, перпендикулярной $p-n$ переходу, границы между узкозонными и широкозонными слоями гетероструктуры обычно являются достаточно резкими, и распределение поля в основном задается скачками действительной части $\epsilon(y)$.

При решении двумерного волнового уравнения задачу иногда сводят к квазиодномерному (в плоскости $p-n$ перехода) случаю, вводя фактор оптического ограничения Γ , характеризующий свойство лазерной структуры удерживать поток излучения в пределах активной области поперек $p-n$ перехода [23-25], или же используют метод "эффективного показателя преломления" [26,27]. Однако при таких подходах теряется информация о пространственной структуре поля в вертикальной плоскости. Еще один метод анализа распределения поперечных мод основан на введении функций оптического потенциала, характеризующей поперечное распределение диэлектрической проницаемости в волноводе [28].

Несмотря на вводимые упрощения, выражения для угловой расходимости в большинстве случаев являются громоздкими и часто не приводятся [9,11]. Наиболее простое выражение, позволяющее с достаточной точностью описать распределение поля излучения в дальней зоне для лазера с ограниченным активным слоем, получил Думке [29]. Для точки активной области формула для угловой расходимости по уровню половинной интенсивности Θ_1 в плоскости, перпендикулярной $p-n$ переходу, имеет вид:

$$\Theta_1 \cong 4,0(n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}} \frac{d}{\lambda}, \quad (4)$$

где d - толщина активного слоя, n_1 - показатель преломления активного слоя, n_2 - показатель преломления ограничивающего слоя, λ - длина волны излучения. Приближенные выражения для угла дифракционной расходимости, которые дают удовлетворительные результаты при вариациях толщины активного слоя и скачка показателя преломления в

широких пределах, получены в работах [30,31]. В дальнейшем в них было учтено влияние концентрации избыточных носителей на показатель преломления [32].

Одной из причин угловой расходимости излучения инжекционных лазеров является дифракция на выходной апертуре лазера. Дифракционный предел угловой расходимости определяется как отношение длины волны излучения к ширине излучающей площадки в плоскости измерения. Вследствие малых размеров активного слоя, в особенности в направлении, перпендикулярном плоскости $p-n$ перехода, дифракционный предел оказывается довольно высоким по сравнению с другими типами лазеров.

Пространственное распределение когерентного излучения определяется структурой возбуждаемых поперечных мод резонатора. В лазерах с шириной контакта менее 10 мкм основным типом колебаний обычно является нулевая мода. В лазерах с большей шириной контакта доминирующими становятся моды более высоких порядков [33]. Как показали экспериментальные и теоретические исследования, в случае одномодовой генерации ДН является более узкой, чем в случае многомодовой, поэтому управление направленностью излучения полупроводниковых лазеров непосредственно связано с селекцией поперечных мод и стабилизацией генерации на нижней поперечной моде. Одномодовый по поперечному индексу характер генерации сохраняется только в некоторых интервалах тока накачки. Вследствие этого ДН содержит, как правило, набор лепестков, количество и интенсивность которых меняются с изменением тока. Расчеты, проведенные в [34] для мод первого, второго и третьего порядков, объясняют возникновение как двухлепестковой ДН, так и ДН с четко выраженным центральным максимумом. Угловое распределение излучения с центральным максимумом возникает лишь в узком интервале толщин активной области для заданного профиля коэффициента преломления, когда световая волна ограничена пределами активной области. Рост тока может привести к раздвоению основного лепестка, вызываемому активноволноводным распределением показателя преломления, которое увеличивает отток энергии от центра моды к крыльям [35].

Кроме того, часто наблюдается генерация в каналах, обусловленных неоднородностями (электрическими и оптическими) активной среды, которая также приводит к упрощению ДН и появлению большого количества слабых максимумов в дальней зоне [36]. Образование каналов приписывается локальному увеличению коэффициента преломления,

являющемуся следствием уменьшения скачка показателя преломления из-за разного положения квазиуровней Ферми в участках с генерацией и без нее. Поведение показателя преломления активной среды в условиях генерации зависит от концентрации инжектированных неравновесных электронов N [37]:

$$n = n_0 + N \frac{dn}{dN} \quad (5)$$

где n_0 - показатель преломления невозбужденного полупроводника. До порога N определяется только уровнем накачки, но при превышении порога N будет определяться еще и интенсивностью лазерного поля [37].

Существенное влияние на расходимость оказывает непланарность выходящего волнового фронта вследствие поперечных потоков излучения в резонаторе и оптических неоднородностей. В [14] приводится приближенное выражение, связывающее угол расходимости с радиусом кривизны волнового фронта на зеркале R :

$$\Theta = 2 \arctg((2/k_0 \times W_{ox})^2 + (W_{ox}/R_{ox})^2)^{1/2}, \quad (6)$$

где W_{ox} - ширина излучающего пятна на зеркале.

В лазерах на односторонней гетероструктуре (ОГС) вследствие большой толщины активной области и малого скачка показателя преломления можно ожидать, что расходимость Θ_{\perp} в плоскости, перпендикулярной $p-n$ переходу, будет относительно невелика. На практике получено значение $\Theta_{\perp} = 14-20^\circ$ [38]. В лазерах на двухсторонней гетероструктуре отмечается более сильная зависимость угла расходимости Θ_{\perp} от толщины активного слоя - при уменьшении толщины активного слоя d до определенных пределов (около 0,4 мкм) происходит увеличение расходимости почти в согласии с законом дифракции Фраунгофера, но затем наблюдается резкое уменьшение расходимости, вызванное отсечкой мод высокого порядка [2]. В плоскости $p-n$ перехода волноводный эффект почти полностью обусловлен усилением, поэтому ДН практически определяется размерами и формой двумерного резонатора, шириной активной области [39] и условиями возбуждения основной моды и поперечных мод высокого порядка [40]. В квадрупольных лазерах с напряженным активным слоем возможно также "вытекание" поля волноводной моды по волноводу [41], что оказывает влияние на модовый коэффициент усиления и, следовательно, на расходимость излучения.

В таблице 1 перечислены некоторые типы лазеров и полученные для них значения ширины ДН. Табличные значения угла расходимо-

сти по уровню половинной интенсивности в плоскости $p-n$ перехода и в плоскости, перпендикулярной $p-n$ переходу, для современных ДГС-лазеров составляют $\Theta_{\parallel} \cong 10^\circ$, $\Theta_{\perp} \cong 30^\circ$, хотя за счет различных усовершенствований, рассматриваемых ниже, получены лазеры со значительно более узкой ДН.

Таблица 1

Угловая расходимость излучения некоторых типов лазеров

Материал	Конструкция	Θ_{\parallel} град	Θ_{\perp} град	Литер.
<i>GaAlAs</i>	ДГС, с оксидной изоляцией	8,5	38	[42]
"	ДГС, с протонной изоляцией	20	40	[43]
"	ДГС, шероховатые полосковые	24	30	[44]
"	ДГС, с плоско-выпуклым волноводом	10	50	[45]
"	ДГС, непланарные с расширением волновода	16	27	[46]
"	ДГС, с волноводной утечкой	2,2°	8°	[47]
"	ДГС, на структуре с террасированной подложкой	6	23	[48]
"	Квантоворамерные, с направляющим утолщением	11	22	[49]
"	Квантоворамерные, с тройной квантовой ямой	8-11	30	[50]
<i>GaInAsP</i>	ДГС, квантово-размерные с градиентным профилем показателя преломления	20	25	[51]
"	ДГС, с раздельным ограничением	6-8	40	[52]
"	ДГС, с шероховатой гребневидной структурой	26	36	[53]
<i>GaInAs</i>	С напряженной квантовой ямой, с гребневидным волноводом	12	32	[54]
<i>GaAlInP</i>	ДГС, с окном, полученным диффузией Zn	10	21	[55]

* Узкий лепесток на фоне более широкой ДН ($30 \times 40^\circ$), в котором сосредоточена 1/3 мощности излучения

Можно выделить три способа улучшения ДН полупроводниковых лазеров, а именно:

- 1) использование внешних оптических элементов или систем;
- 2) совершенствование внутренней структуры излучателей, разработка новых конструкций и технологических методов изготовления лазеров;
- 3) управление ДН изменением режимов работы лазера и окружающих условий.

Наиболее простым решением в первой группе методов является использование коллимирующих объективов, отражателей, линз и т.д. Именно так чаще всего поступают в случае ввода излучения в оптическое волокно. Разработано большое количество согласующих и коллимирующих устройств (фононов и т.п.) для эффективного ввода излучения в волокно [56]. Существенным недостатком их является потеря значительной части мощности оптического излучения. Детально рассматривать коллимирующие системы в рамках данной работы нет смысла, так как хотя они и позволяют получить пучки заданной геометрии, но не оказывают влияния собственно на ДН полупроводникового лазера.

К методам первой группы следует отнести также использование внешних резонаторов [57,58]. В этом случае выполняется внешняя обработка одной или обеих зеркальных граней лазера (например, нанесение просветляющих покрытий) таким образом, чтобы генерация стимулированного излучения была возможной только при наличии внешнего резонатора [59]. В работе [60] внешний неустойчивый составной резонатор лазерного диода на основе $InGaAs/AlGaAs/GaAs$ был образован одной из граней лазерного диода и сферическим зеркалом, которое настраивалось с шагом 0,1 мкм и затем фиксировалось. Для диода с настроенным таким образом селектором получена ширина основного лепестка ДН $0,95^\circ$, что является дифракционным пределом для ширины полоскового контакта исследуемых лазеров. Без селектора ширина ДН составляла около 6° . Во внешнем резонаторе с дифракционной голографической решеткой в качестве селективного элемента в лазерах на одиночных квантовых ямах $AlGaAs/GaAs$ ~~распорядимость~~ выходного лазерного пучка в плоскости $p - n$ перехода была не более $0,4^\circ$ [61].

Улучшения ДН в определенных пределах можно добиться, имея форму выходных зеркал собственного резонатора лазера. Теоретический анализ, проведенный в [62], показал, что наибольшего су-

жения ДН в случае применения неплоских зеркал можно достичь, когда используется сферическое вогнутое зеркало с радиусом 100...200 мм. Успешно реализованы лазеры на основе двойной гетероструктуры $GaInAsP/InP$ с неустойчивым резонатором, сферические зеркала которого образованы торцевыми графами лазерной структуры, имеющими радиус кривизны 200 мм [63]. ДН не содержала боковых лепестков и характеризовалась углом расходимости около 10° . Предлагались также лазерные диоды, у которых одна из граней имеет цилиндрическую форму [64], что обеспечивает хорошую оптическую связь с лазерным волноводом и позволяет уменьшить расходимость излучения. Центр кривизны цилиндрической поверхности находится на входной плоскости активного слоя. Получена расходимость 40° и $9,2^\circ$ со стороны плоской и цилиндрической граней, соответственно, при токах до $5I_{\text{тор}}$. Неустойчивый резонатор можно получить без использования искривленных зеркальных граней - в [65] для получения неустойчивого резонатора предложено создавать суживающуюся в поперечном направлении область усиления между двумя обычными склотовыми зеркалами. Излучение, отражаясь от непокрытой грани в узком конце клина, распространяется, испытывая дифракцию, в клиновидную область усиления. В угле, равном $1,5$ дифракционного предела, с одного торца получена оптическая мощность $0,75$ Вт. Аналогичный подход использован в [66], где предложен лазер с широкой полоской (150 мкм), у которого на одной из зеркальных граней за счет частичного нанесения покрытия в центральной части полоски (шириной 22 мкм) отражение составляло 40% , а на остальной части - 3% . Это позволило получить одномодовую генерацию до 300 мВт при ширине ДН в плоскости слоев $1,7^\circ$ (в случае однородного покрытия всего зеркала ДН имела ширину $19,4^\circ$)

Как было сказано выше, расходимость излучения полупроводниковых лазеров в основном определяется свойствами оптического волновода. В связи с этим предпринимались многочисленные попытки улучшения ДН путем изменения геометрических параметров волновода. Исучались лазеры с различными вариациями толщины активного слоя с целью получения меньшей расходимости пучка. На рис.2 представлена связь между углом расходимости Θ_1 в плоскости, перпендикулярной $p-n$ переходу, уровнем катастрофического оптического разрушения выходного зеркала и толщиной активного слоя для лазеров с варошенной мезоструктурой [67]. Как следует из экспериментальных данных, Θ_1 уменьшается с уменьшением толщины активного слоя. На основании этих данных авторы [67] изготовили лазер с ДН $6 \times 16^\circ$

[67,68]. Однако при этом возрастал пороговый ток вследствие меньшего ограничения электрического поля при уменьшении толщины активного слоя (рис.3а,б). Чтобы избежать возрастания порогового тока, в [69] был предложен лазер с переменной толщиной активного слоя (рис.3в) - широкой во внутренних областях и узкой возле зеркала. Лазер изготавливался методом жидкофазной эпитаксии на подложке с гребнем, имеющим вблизи зеркал меньшую ширину, чем в центре. До мощности 120 мВт лазер работал на основной поперечной моде, углы расходимости составляли $\Theta_{\parallel} = 9^\circ$, $\Theta_{\perp} = 10^\circ$. Наряду с улучшением ДН в лазерах с переменной толщиной активного слоя получена в 1,5 раза более высокая плотность мощности оптического излучения, чем в обычных лазерах [70].

Предлагалось также использовать переменную ширину активной полоски. Например, в [71] изучалась конфигурация с изменением ширины полоски от 1,6 мкм на тыльной грани до 5,4 мкм на выходной грани. Получена одномодовая генерация при ширине ДН в плоскости слоев 10° при мощности до 64 мВт, в то время как в лазере с шириной полоски 1,6 мкм без расширения одномодовая генерация наблюдалась лишь до 30 мВт. В полосковом гетеролазере с погруженной гетероструктурой, имеющем расширяющийся на обоих концах волновод (рис.4) [72], сохранялась генерация на одной поперечной моде, расходимость излучения Θ уменьшалась от 25° для лазера с прямым волноводом до 11° для лазера с расширяющимся волноводом. Конструкция широких квантоворазмерных GaAlAs-лазеров, имеющих с одной стороны широкую область, а с другой стороны набор периодических полосковых контактов, позволяла стабилизировать основную моду широкой части лазерного джоунта, определяемую суперпозицией самофокусирующих полосок [73]. В импульсном режиме получена однопетельковая ДН с расходимостью $2,3^\circ$ при мощности излучения 750 мВт.

Волноводный эффект в инжекционных лазерах зависит не только от геометрии слоев, но и от распределения усиления и показателя преломления в самом активном слое, а также от показателей преломления областей, окружающих активный слой. Можно добиться стабилизации излучения на основной моде и сужения ДН, задавая определенный профиль показателя преломления. Например, в [74] предложено создавать лентообразное распределение показателя преломления путем вытравливания лунок в верхней обкладке, прилегающей к активной области, и наращивания образовавшегося пространства материалом с большим содержанием Al (с меньшим показателем преломления). За

счет оригинальной конструкции в лазерах большой площади достигалось формирование профиля усиления, способствующего сужению ДН в плоскости слоя структуры при протекании тока [75]: в верхнем слое p^+ — $GaAs$ селективно вытравливались определенные фигуры (треугольники, кружки), расположенные в шахматном порядке, причем их плотность плавно уменьшалась от одного края полосы к другому; затем сверху наносился омический контакт, образующий неинжектирующий барьер Шоттки с $GaAlAs$. Получена ДН шириной до 2° при мощности излучения 200 мВт. В лазерах с антирезонансным отражающим оптическим волноводом (*ARROW*-структуры) [76] сердцевина с малым показателем преломления окружена четвертьволновыми областями с высоким показателем преломления, которые являются антирезонансными по отношению к утечкам основной моды. В результате для основной моды потери невелики, а для мод высокого порядка велики, то есть имеет место жесткая дискриминация мод. В итоге в пределах телесного угла 3° , ограниченного дифракцией, может быть сосредоточено до 70% полной мощности излучения (420 мВт при полной мощности 600 мВт) [76]. Достаточно узкая ДН ($7 \times 25^\circ$) получена в гетеролазерах на основе "сжатой" полосковой ГС за счет оптического ограничения в активной среде и "антиволноводного" эффекта в дополнительном широкозонном слое, примыкающем к активной среде [77]. В квантоворамерных гетеролазерах на $GaAlAs$ для уменьшения расходимости непосредственно рядом с квантоворамерной сердцевинной активной областью встраивались слои $GaAlAs$ с более высоким содержанием Al , задающие форму пучка, [78], что позволило в 2 раза уменьшить расходимость в плоскости, перпендикулярной $p-n$ переходу, по сравнению со стандартными структурами.

Одним из эффективных, но технически сложных методов формирования модового состава излучения и уменьшения угловой расходимости излучения является нанесение дифракционной решетки на контактную поверхность. Дифракционная решетка, нанесенная на поверхность лазерного диода, параллельную направлению плоскости $p-n$ перехода, может вызвать выход излучения в виде одного или нескольких лучей, уходящих от решетки под некоторыми углами. Поскольку линейные размеры решетки намного превосходят длину волны излучения, дифракционный угол становится малым, расходимость лазерного луча уменьшается [79]. Период решетки берется кратным длине волны излучения, это позволяет обеспечить распределенную обратную связь и выводить излучение в направлении, перпендикулярном $p-n$ переходу

[80, 81]. В лазере с дифракционной решеткой при 1,5-кратном превышении порога расходимости составила $0,35 \times 10^\circ$ [82]. Дифракционная решетка может быть нанесена прямо на активный слой через окно, протравленное в слоях p -GaAs и p -AlGaAs, расходимость уменьшена до $0,5^\circ$ [83]. В качестве дифракционной решетки можно также использовать рифленый слой, сформированный внутри гетероструктуры [84], получена расходимость выходного излучения $1 \times 7^\circ$. Дальнейшее развитие данного метода нашло в реализации двумерных дифракционных решеток. Отмечается, что если периодичность по двум координатам выдержана с точностью до ширины линии генерации, то двумерные структуры с распределенной обратной связью позволяют избавиться от многих каналов генерации и получить одномодовый лазер с малой расходимостью излучения по обеим координатам [85]. Авторы работы [85], используя дифракционную решетку 6-го порядка ($m_0 = 6$ в режиме дифракции Брэгга $\alpha = m_0 \lambda_0 / 2n$), получили лазеры с одноплестковой ДН шириной менее 1° . Как показано в [86], двумерная дифракционная решетка 200×200 мкм позволяет получить предельную расходимость пучка $0,07 \times 0,07^\circ$ благодаря более высокому коэффициенту связи ТМ-моды, чем в одномерной решетке.

Как известно, для инжекционных лазеров характерна конфигурация, при которой ось резонатора лежит в плоскости активного слоя, действующего как диэлектрический волновод для собственного излучения. В последнее время повысился интерес к лазерам с излучением через поверхность (SE-лазеры), представляющим собой типичный вариант планарных светодиодов с добавлением зеркальных поверхностей для создания резонатора [87]. Пороговый ток таких лазеров высок по сравнению с лазерами традиционной конфигурации, но можно получать высоконаправленные лазерные пучки за счет дифракции на увеличенной излучающей области в ближней зоне по сравнению с волноводной геометрией. В [88] описан лазер, излучающий через малое (4×4 мкм²) окно на верхней поверхности, вокруг которого создан шероховатый $Cu - Au$ контакт, обеспечивающий, помимо функций электрического контакта, более низкий коэффициент отражения и дополнительный фазовый сдвиг. В результате подавления мод более высоких порядков получена ДН шириной около 10° . Расходимость менее 4° получена в поверхностно-излучающих AlGaAs светодиодах с двойной гетероструктурой, имеющих микроструктуру поверхности [89]. Авторы связывают малую расходимость излучения с поверхностными плазмонами.

Еще один вариант полупроводниковых неволноводных лазеров состоит в использовании наклонной геометрии, когда ось резонатора отклонена от плоскости активного слоя на некоторый угол φ [90]. Для этого зеркала резонатора Фабри-Перо формируют под углом, отличным от 90° , относительно плоскости активного слоя (рис.5). Этот угол не должен превышать величину W/l , где W - толщина волновода, l - длина резонатора [91]. При $\varphi > 8^\circ$ волноводные моды не возбуждаются, и генерация происходит только на модах плоского резонатора. Размер пятна на зеркале D может быть значительно увеличен по сравнению с толщиной активной области, и соответственно будет уменьшаться расходимость излучения. Экспериментально получена расходимость на полувысоте $\Theta = 8,5^\circ$, в то время как при обычной геометрии $\Theta = 40^\circ$ [90]. В неволноводных структурах на основе $InGaAsP/InP$ с $\varphi = 13...15^\circ$ достигнута импульсная генерация с ДН $6-7^\circ$ (для аналогичных лазеров с волноводной геометрией ДН имела ширину 45°) [92].

Одним из методов получения непрерывной генерации высокой мощности с узкой одноплоскостной ДН является изготовление фазосинхронизированных лазерных решеток путем расположения многих лазеров вблизи друг друга [93]. Такая структура генерирует как единое целое за счет оптической связи между лазерами [94], причем модовая структура излучения соответствует модам соответствующего лазера с широким контактом, а не модам индивидуальных полосковых волноводов, образующих решетку [95]. При этом одним из наиболее удобных методов получения стабильного пучка с дифракционной расходимостью является смещение фазы работающих в противофазе соседних элементов решетки с получением синфазной генерации [96]. Для этого в каждом ряду решетки можно расположить фазосдвигающие элементы, позволяющие реализовать подстройку фазы каждого луча и, таким образом, управлять картиной дальнего поля излучения [97]. Другой метод получения генерации на основной моде в решетке лазеров - изменение ширины отдельных элементов решетки таким образом, чтобы основная мода была локализована не в той пространственной области, где локализованы моды более высоких порядков [98]. В решетке из 11 параллельных полосковых двойных гетероструктур на $GaAlAs$ шириной 35 мкм, расположенных на расстоянии 10 мкм друг от друга, получена ДН с шириной главного лепестка 1° при мощности 70 мВт и $1,5^\circ$ при мощности 200 мВт [94]. Для решетки диодных лазеров, излучающих с поверхности, сообщалось о генерации излучения с угловой расходимостью в направлении, перпендикулярном линиям решет-

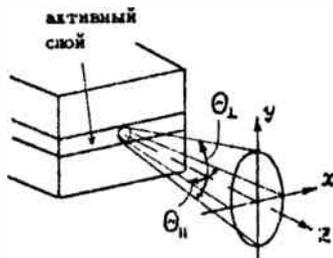


Рис.1. Форма пучка излучения полупроводникового лазера в дальней зоне

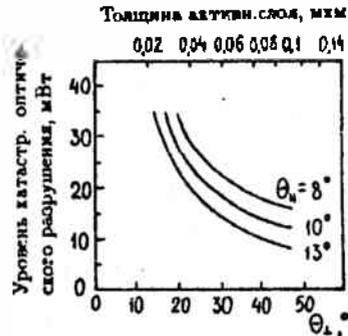


Рис.2. Связь между толщиной активного слоя, расходимостью и уровнем катастрофического разрушения зеркала в лазере с вароченной мезоструктурой [65]

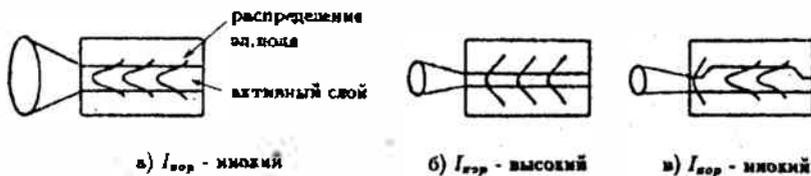


Рис.3. Распределение электрического поля и расходимость излучения в зависимости от толщины активного слоя

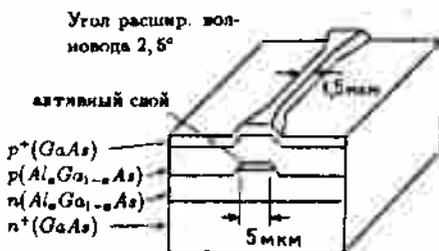


Рис.4. Конструкция лазера с расширяющимся волноводом



Рис.5. Схема лазера на основе неволноводных мод

ки, порядка $0,25^\circ$ при комнатной температуре [99], а для моволитной пары интегрированных лазеров, излучающих с поверхности, при их одновременном возбуждении измеренная минимальная расходимость в дальней зоне составила $0,06^\circ$, что близко к рассчитанному дифракционному пределу для такой конструкции и к расходимости излучения газовых лазеров [99]. Следует отметить, что в настоящее время проявляется большой интерес к решеткам полупроводниковых лазеров, в особенности квантовороазмерных, ведутся интенсивные исследования и разработки в этом направлении, так что можно ожидать дальнейших успехов в получении лазеров с узкой ДН.

Рассмотренные технологические способы управления ДН полупроводниковых лазеров являются достаточно сложными, требуется технология высокого уровня. В ряде случаев возникает необходимость коррекции ДН стандартных лазеров для их эффективного использования в конкретных системах и устройствах. В определенных пределах этого можно добиться путем изменения режима работы лазеров и окружающих условий.

Влияние температуры на ДН гетеролазеров на основе $GaAlAs$ обнаружено в [100,101], длинноволновых лазеров на основе $InGaAsP$ - в работе [102]. При изменении температуры от $30^\circ C$ до $65^\circ C$ расходимость волосковых лазеров на $GaAlAs$ изменялась в лазерном режиме от 17° до 7° в плоскости $p-n$ перехода и от 32° до 15° в плоскости, перпендикулярной $p-n$ переходу [101], этот эффект связывается в первую очередь с температурным изменением профиля показателя преломления, а также с изменением профиля усиления вследствие температурного изменения градиента концентрации носителей заряда в активном слое [100]. В исследуемом интервале температур и токов отмечался также сдвиг оси ДН, достигающий 7° [101,103]. Полученное в [102] температурное уменьшение ширины ДН лазеров на основе $InGaAsP$ от 25° до 15° согласуется с теоретическим расчетом, выполненным на основе модели волновода с изменяющимися параметрами. Сужение ДН с температурой сопровождалось ростом порогового тока [104].

Модовая структура излучения чувствительна к локальному нагреву. В работе [105] проведен теоретический расчет характеристики многополосковых лазеров с широким контактом с учетом влияния нагрева. Эксперименты с нагревом на $GaAlAs$ с шириной активной полоски 100 мкм и модуляцией профиля показателя преломления путем локального нагрева полоски излучением Ar лазера со стороны одного из контактов подтвердили возможность контроля модового состава.

Отмечено также сужение ДН при высокочастотной токовой модуляции лазеров [106]. Для серийных ДГС-излучателей при глубине модуляции в пределах 15-80% ДН сужалась от 37° до 14° (частота модулирующего тока от 25 до 800 МГц), в некоторых образцах наблюдался уход оси ДН в пределах 5° . Однако при глубине модуляции выше 40% изменялась структура поля излучения в зависимости от частоты модуляции.

За исключением названных работ, не проводилось целенаправленных исследований по управлению шириной ДН лазеров различных типов с помощью изменения рабочих режимов. Очевидно, для каждого типа лазеров возможен подбор оптимальных рабочих условий, при которых ДН имеет минимальную ширину, этот вопрос требует дальнейшего изучения.

Литература

1. Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах.- М.:Мир, 1981.- Т.1.- 300с.
2. Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах.- М.:Мир, 1981.- Т.2.- 364с.
3. Cook D.D., Nash F.R. Gain-induced guiding and astigmatic output beam of GaAs-laser. //J.Appl.Phys.- 1975.- V.46, N⁴.- P.1660-1672.
4. Kirkbi P.A., Thompson G.H.B. The effect of a double-heterostructure waveguide parameters on the far-field emission patterns of lasers. //Opto-Electron.- 1972.- P.323-334.
5. Marcuse D. Theory of dielectric optical waveguides.- Acad.Press, San Diego, 1991.- 459 p.
6. Chiang K.S. Review of numerical and approximate methods for the modal analysis of general optical dielectric waveguides. //Opt.and Quant.Electron.- 1994.- V.26, N³.- P.S113-S134.
7. Special Issue on Optical Waveguide Modeling. Opt.and Quant. Electron.- 1994.- V.26, N³.- P.1-325.
8. Casey H.C., Panish M.B., Merz J.L. Beam divergence of the emission from double-heterostructure injection lasers. //J. Appl.Phys.- 1973.- V.44, N¹², pt.2. - P.5470-5475.
9. De Waard P.J. Calculation on the far-field halfpower width and mirror reflection coefficients of double-heterostructure lasers. //Electron. Lett.- 1975.- V.11, N¹.- P.11-12.

10. Инжекционные лазеры на основе диффузионной полосковой структуры AlGaAs/GaAs./В.В.Безотосный, А.Е.Дракин, Т.В.Жердева и др. //Тр.физ.ин-та.- 1983.- Т.141.- С.126-153.
11. Пороговые и пространственные характеристики инжекционных гетеролазеров с боковым ограничением. /Р.Г.Алахвердян, Н.А.Борисов, И.В.Крюкова, М.А.Манько //Тр.физ.ин-та.- 1992.- Т.216.- С.173-175.
12. Елисеев П.Г., Журавлев Г.А., Черный В.В. Волноводный эффект в лазерных полосковых гетероструктурах с прямоугольным сечением. //Тр.физ.ин-та.- 1983.- Т.141.- С.126-153.
13. Dument J.C. Hermite-gaussian mode patterns in GaAs junction lasers. //Appl.Phys.Lett.- 1967.- V.10, N#3.- P.84-86.
14. Управление поляризацией излучения гетеролазера с помощью одностороннего сжатия. /П.Г.Елисеев, А.И.Красильников, А.В.Хайдаров, Г.Г.Харисов //Квант.электрон.- 1974.- Т.1, N#1.- С.196-197.
15. Asbeck P.M., Sammak D.A., Daniele J.J. Non-gaussian fundamental mode patterns in narrow-stripe geometry lasers. //Appl.Phys.Lett.- 1978.- V.33, N#6.- P.504-506.
16. Sommers H.S., Butler J.K. Coupled lateral modes in narrow stripe injection lasers. //J.Appl.Phys.- 1975.- V.46, N#5.- P.2319-2322.
17. Thompson G.H.V. Physics of semiconductor laser devices. - Chichester, 1980.- 213 p.
18. Dziewiecka T., Osynsky M. Generalized Epstein Model of stripe geometry injection lasers. //Appl.Phys.Lett.- 1984.- V.23, N#1.- P.94-99.
19. Елисеев П.Г., Осинский М. Применение диэлектрической модели Эпштейна к описанию мод планарных полосковых гетеролазеров. //Квант.электрон.- 1980.- Т.7.- С.1407-1415.
20. Scifres D.R., Streifer W., Burnham R.D. Beam scanning with twin-stripe injection lasers. //Appl.Phys.Lett.- 1978.- V.33, N#8.- P.702-704.
21. Streifer W., Burnham R.D., Scifres D.R. Symmetrical and asymmetrical waveguiding in very narrow conducting stripe lasers. //IEEE J. Quant.Electron.- 1979.- V.15, N#3.- P.136-141
22. Елисеев П.Г., Манько М.Я., Микаелин Г.Т. Модель инжекционного лазера с плавным изменением комплексной диэлектрической проницаемости вдоль n-p перехода. //Тр.физ.ин-та.- 1983.- Т.141.- С.118-126.
23. Botez D. Analytical approximation of the radiation confinement factor for the TE mode of a double heterojunction lasers. //IEEE J. Quant.

Electron.- 1978.- V.14, N⁴.- P.230-252.

24. Paoli T.P. Waveguiding in a stripe-geometry junction lasers. //IEEE J.Quant.Electron.- 1977.- V.13, N⁸.- P.662-668.

25. Streifer W., Burnham R.D., Scifres D.R. Modal analysis of separate-confinement heterojunction lasers with inhomogeneous cladding layers. //Opt.Lett.- 1983.- V.8, N⁵.- P.283-285.

26. Streifer W., Kapon E. Application of the equivalent-index method to DH diode lasers. //Appl.Opt.- 1979.- V.18, N²².- P.3724-3725.

27. Butler J.K., Evans G.A. Analysis of double-heterostructure and quantum-well lasers using effective index techniques. // Proc.SPIE.- 1989.- V.1043.- P.148-156.

28. Carrol J.E., White J.H., Maclean D. Self-consistent modal analysis of injection laser devices. //IEE Proc.- 1987.- V.A134, N⁸.- P.687-693.

29. Dumke W.P. The angular beam divergence in double- heterojunction lasers with very thin active regions. //IEEE J.Quant.Electron.- 1975.- V.11, N⁷.- P.400-402.

30. Botez D., Ettenberg M. Beamwidth approximations for the fundamental mode in a symmetric double-heterostructure lasers. //IEEE J. Quant.Electron.- 1978.- V.14, N¹¹.- P.827-830.

31. Botez D. Near and far-field analytical approximations for the fundamental mode in a symmetric waveguide DH lasers //RCA Rev.- 1978.- V.39, N⁴.- P.577-603.

32. Botez D. The effect of carrier-induced index depressions on fundamental transverse-mode characteristics in DH laser structures. //RCA Rev.- 1978.- V.39, N¹.- P.23-32.

33. Инжекционные лазеры для волоконно-оптических линий связи /А.С.Логгинов, В.Е.Соловьев, Ю.Ф.Юльбердия, В.Г.Елевский . //Зарубежн.радиоэлектроника.- 1980.- N³.- С.41-53.

34. Дальнее поле излучения поперечных мод в лазерных структурах с раздельным ограничением /И.Б.Петреску-Прахова, С.Лалану, М.Лепша, П.Михайловици //Квант.электрон.- 1988.- Т.15, N¹¹.- С.2214-2217.

35. Agrawal G.P. Effect of index antiguiding in the far-field distribution of stripe-geometry lasers. //Opt.Communic.- 1983.- V.47, N⁴.- P.283-287.

36. Павиш М.Б. Инжекционные гетеролазеры //ТИИЭР. - 1976.- Т.64, N¹⁰.- С.88-101.

37. Взаимодействие мод в автостабилизации одночастотной генерации в инжекционных лазерах /А.П.Богатов, П.Г.Елисеев, О.Г.

Охотников и др. //Квант. электрон.- 1983.- Т.10, N#9.- С.1851-1865.

38. Henshal G.D., Whiteaway J.E.A. Single-heterojunction lasers characteristics at room temperature. //Electron.Lett.- 1974.- V.10.- P.326-329.

39. Елисеев П.Г. Исследование инжекционных квантовых генераторов //Тр.Физ.ин-та.- 1970.- Т.52.- С.3-118.

40. A GaAs-Al Ga As double heterostructure planar stripe laser. /H.Yonezu, I.Sakuma, K.Kobayashi et al. //Jap.J.Appl. Phys.- 1973.- V.12, N#10.- P.1585-1592.

41. Волноводные свойства гетеродлазеров на основе квантовороазмерных напряженных структур в системе InGaAs/GaAs и особенности их спектра усиления / Э.В.Аржанов, А.П.Богатов, В.П.Коняев и др. //Квант.электрон.- 1994.- Т.21, N#7.- С. 633-639.

42. Eittenberg M., Lockwood H.F. Low-threshold-current CW injection lasers. //Fiber and Integr.Opt.- 1979.- V.2, N#1.- P.47-61.

43. Matthews M.R., Stevenon A.G. Spectral and transient response of low-threshold proton-isolated (GaAl)As lasers. // Electron.Lett.- 1978.- V.14, N#19.- P.649-659.

44. Double channel planar buried-heterostructure laser diode with effective current confinement. /J.Mito, M.Katamura, Ke.Kobayashi, Ko. Kobayashi //Electron.Lett.- 1982.- V.18, N#2.- P.953-954.

45. Transverse mode stabilised AlGaAs/GaAs planoconvex waveguide laser made by a single-step liquide phase epitaxy. /Y.Ide, T.Furuse, I.Saruma, K.Nishida. //Appl.Phys.Lett.- 1980.- V.36, N#2.- P.121-123.

46. Nonplanar large optical cavity GaAs/GaAlAs semiconductor laser. /R.D.Burnham, D.R.Scifres, W.Streifer, S.Peled. //Appl. Phys.Lett.- 1979.- V.35, N#10.- P.734-736.

47. Scifres D.R., Streifer W., Burnham R.D. Leaky wave room-temperature double-heterostructure GaAs:GaAlAs diode laser. //Appl. Phys.Lett.- 1976.- V.29, N#1.- P.23-25.

48. Botez D., Connolly J.C. Terraced heterostructure large- optical-cavity AlGaAs lasers for single-mode CW operation at high output power levels. //IEEE Trans.Electron.Dev.- 1982.- V.29, N#10.- P1671-1672.

49. Излучательные характеристики и диаграмма направленности квантовороазмерных инжекционных лазеров в спектральной области 780 нм. /Е.И.Давыдова А.Е.Дракин, П.Г.Елисеев и др. //Квант. электрон.- 1992.- Т.19, N#10.- С.1024-1031.

50. 60 mW CW single-mode GaAlAs triple-quantum-well laser with a new index guided structure. /O.Imafuji, T.Takayama, H.Sugiura et al.

//IEEE J.Quant.Electron.- 1993.- V.29, N²⁶.- P.1889- 1894.

51. GaInAsP/InP 1,48 mm high-power graded-confinement heterostructure multiple-quantum-well laser diodes. /T.Namegaya, R.Katsumi, N.Iwai et al. //IEEE J.Quant.Electron.- 1993.- V.29, N²⁶.- P.1924-1931.

52. Распределение полей излучения и пространственная когерентность в ДГС-InGaAsP/InP-лазерах с раодельным ограничением. /Д.З.Гарбузов, Ю.В.Ильин, А.В.Овчинников и др. //Квант.электрон.- 1990.- Т.17, N²¹.- С.14-16.

53. Very low threshold burried ridge structure lasers emitting at 1,3 mm grown by low pressure metalorganic chemical vapor deposition. /M.Razeghi, R.Blondeau, K.Kazmierski et al. //Appl.Phys.Lett.- 1985.- V.46, N².- P.131-132.

54. Performance characteristics of GaInAs/GaAs large-optical-cavity quantum well lasers. /N.K.Dutta, J.Jopata, P.R.Berger et al. //Electron. Lett.- 1991.- V.27, N²⁸.- P.680-682.

55. 150 mW fundamental-transverse-mode high-power CW operation of 670-nm window-structure laser diodes. /A.Satoshi, A.Yasuda, K.Kadoiwa et al. //IEEE J.Quant.Electron.- 1993.- V.29, N²⁶.- P.1874-1879.

56. Основы оптоэлектроники. /Я.Суэмацу, С.Катаока, К.Кисино и др.- М:Мир, 1988.- 288с.

57. Rossi J.A., Hsieh J.J., Heckscher H. The gain profile and time-delay effects in external-cavity-controlled GaAs lasers. //IEEE J.Quant. Electron.- 1975.- V.11, N⁷.- P.538-545.

58. Salathe R.P. Diode lasers coupled to external resonators. //Appl. Phys.- 1979.- V.20, N²¹.- P.1-18.

59. Bachert H., Bogatov A.P., Eliseev P.G. Grenzen der Modenselectionin Halbleitern-lasern. //3 Int.Tag. 28.3-1.4 1977, Dresden, Laser und ihre Anwend. s.1, s.a.- P.212-214.

60. Сужение диаграммы направленности мощных инжекционных лазеров с широким контактом с помощью внешнего микроселектора. /В.В.Безотосный, В.П.Коняев, Н.В.Маркова, Г.Г.Харисов // Квант.электрон.- 1994.- Т.21, N²¹.- С.57-58.

61. High-power tunable operation of AlGaAs/GaAs quantum well lasers in an external grating cavity. /P.Gavrilovich, V.D.Smirmitskii, J.Bisberg, M.O'Neill //Appl.Phys.Lett.- 1991.- V.58, N²¹¹.- P.1140-1142.

62. McCarthy N., Champagne J. Mode and supermode calculations for diode lasers and arrays with variable reflectivity or phase-conjugate mirrors. //Proc. 14th Congr.Int.Comm.Opt., Quebec, Aug.24-28, 1987, s.1 - 1987.- P.493-494.

63. GaInAsP/InP unstable resonator lasers. /H.Wang, J.J.Liu, M.Mittelstein et al. // *Electron.Lett.*- 1987.- V.23, N²⁸.- P.949-951.
64. Walpole J.N., Liao Z.L., Jap D. Diode lasers with cylindrical mirror facets and reduced beam divergence. // *Top. Meet.Semicond.Lasers, Albuquerque, N^o.M., Febr.10-11, 1987. Summ.Pap.- Washington, D.C., 1987.- P.106-109.*
65. High-power strained-layer tapered unstable resonator laser. /J. Walpole, E.S.Kintzer, S.R.Chinn S.R. et al. // *Conf.Laser and Electro-Opt., Anaheim, Calif, May 10-15, 1992: CLEO'92. Summ.Pap.- Washington (D.C.), 1992.-P.338-340.*
66. Transverse mode controlled wide-single-stripe lasers by loading modal filters. /K.Ikeda, K.Shigihara, T.Aoyagi et al. // *Proc.SPIE.- 1989.- V.1043.- P.81-86.*
67. 0,2W CW laser with twin-ridge substrate structure. /K.Hamada, M.Wada, H.Shimizu et al. // *IEEE J.Quant. Electron.- 1985.- V.21, N²⁶.- P.623-628.*
68. 0,2W CW laser with twin-ridge substrate structure. /K.Hamada, M.Wada, H.Shimizu et al. // *9th IEEE Int.Semicond.Laser Conf., Rio de Janeiro, 7-10 Aug. 1984, Abstr.Pap., s.1, s.a.- P.34-35.*
69. A very narrow-beam AlGaAs laser with a thin tapered-thickness active layer (T-laser). /T.Mirakami, K.Ohtaki, H.Matsubara et al. // *IEEE J.Quant.Electron.- 1987.- V.23, N²⁶.- P.712-719.*
70. A novel high-power laser structure with current-blocked regions near cavity facets. /T.Shibatani, M.Kume, K.Hamada et al. // *IEEE J.Quant. Electron.- 1987.- V.23, N²⁶.- P.760-764.*
71. High power and fundamental mode oscillating flared SBA lasers. /K.Shigihara, T.Aoyagi, S.Hinata et al. // *Electron. Lett.- 1988.- V.24.- P.1182-1186.*
72. High power AlGaAs buried heterostructure lasers with flared waveguides. /D.F.Welch, P.S.Cross, D.R.Scifres D.R. et al. // *Appl.Phys. Lett.- 1987.- V.50, N²⁵.- P.233-235.*
73. Broad-area tandem semiconductor laser. /T.R.Chen, D.Mehiys, J.N.Zhuang et al. // *Appl.Phys.Lett.- 1988.- V.53, N²¹⁶.- P.1468-1470.*
74. Nakatsuka S., Tatsuno K. Fundamental lateral-mode operation in broad-area lasers having built-in lens-like refractive index distributions. // *Proc.SPIE.- 1989.- V.1043.- P.87-91.*
75. Method for tailoring the two-dimensional spatial gain distribution in optoelectronic devices and its application to tailored gain broad area semiconductor lasers capable of high power operation with very narrow single

lobed far field patterns. /C.P.Lindsey, A.Yariv //Пат. США N^o4791646, МКИ H 01 S 3/19, заявл. 23.11.87, N^o129375, опубли. 13.12.88.

76. Antiresonant reflecting optical waveguide-type, single-mode diode lasers. /L.J.Mawst, D.Botez, C.Zmudzinski, C.Tu // Appl.Phys.Lett.-1992.- V.61, N^o5.- P.503-505.

77. Botez D. High-power single-mode semiconductor diode lasers. //Int.Electron.Dev.Meet., Washington, Dec.7-9, 1981. Techn.Dig.Pap.- New York, N.Y., 1981.- P.447-451.

78. Narrow perpendicular divergence angle QW lasers. / T.M.Cockerill, J.Honing, T.A.Detemple, J.J.Coleman. //Conf.Lasers and Electro-Opt., Anaheim, Calif., May 10-15, 1992: CLEO'92 Summ.Pap.- Washington (D.C.), 1992.- P.296-298.

79. Казаринов Р.Ф., Сурис Р.А. Инжекционный гетеролазер с дифракционной решеткой на активной поверхности. //ФТП.- 1972.- Т.6, N^o7.- С.3-6.

80. Integrated grating output coupler in diode lasers. /D.R.Scifres, R.D.Burnham. //Пат.США N^o4006432, МКИ H 01 S 3/19, 3/81, заявл. 15.10.74, N^o515120, опубли. 1.02.77.

81. Zory P., Comerford L.P. Grating-coupled double-heterostructure AlGaAs diode lasers. //IEEE J.Quant.Electron.- 1975.- V.11, N^o7.- P.451-457.

82. Scifres P.R., Burnham R.D., Streifer W. Distributed Bragg reflector lasers. //Appl.Phys.Lett.- 1975.- V.26, N^o2.- P.48-51.

83. Semiconductor laser with the light output through the diffraction grating on the surface of the waveguide layers. /Zh.I.Alferov, V.M.Andreev, S.A.Gurevich et al. //IEEE J.Quant.Electron.- 1975.- V.11, N^o7.- P.449-451.

84. Scifres D.R., Burnham R.D., Streifer W. Grating-coupled GaAs single heterostructure ring laser. //Appl.Phys.Lett.- 1976.- V.28, N^o11.- P.681-683.

85. Лазеры с распределенной обратной связью. /В.Н.Лукиянов, А.Г.Семенов, Н.В.Шелков, С.В.Якубович //Квант.электрон.- 1975.- Т.2, N^o11.- С.2373-2399.

86. Toda M. Proposed cross grating single-mode DFB laser. //IEEE J.Quant.Electron.- 1992.- V.28, N^o7.- P.1653-1662.

87. Елисеев П.Г. Коммуникационные лазеры. //Тр.фио.ин-та.- 1992.- Т.216.- С.3-55.

88. Low resistance and large current range CW single-mode top surface-emitting laser with small window. /Guotong Du, Fanghai Zhao,

Xiaobai Zhang et al. //Opt. and Quant. Electron.- 1993.- V.25, N°10.- P.745-749.

89. Koch A., Gornik E. Strongly directional emission from AlGaAs/GaAs light-emitting diodes. //Appl.Phys.Lett.- 1990.- V.57, N°22.- P.2327-2329.

90. Уменьшение расходимости излучения инжекционного лазера путем возбуждения неволноводных мод. /А.П.Богатов, П.Г.Елисеев, М.А.Манько и др. //Квант.электр.- 1979.- Т.6, N°12.- С.2639-2641.

91 Semiconductor laser device. /Т.Кuroda, Т.Кajimura, Y. Kashiwada et al. //Пат.США N°4432091, МКИ Н 01 S 3/19, заявл.25.01.82, N°342357, опубл. 14.02.84.

92. Nonwaveguide-mode semiconductor injection lasers. / A.P.Bogатов, P.G.Eliseev, M.A.Manko et al. //Proc. IEEE.- 1982.- V.129, pt.1, N°6.- P.252-255.

93. Lindsey C.P., Mehuys D., Yariv A. Linear tailored gain broad area semiconductor laser. //IEEE J.Quant.Electron.- 1987.- V.23, N°6.- P.775-787.

94. Lateral beam collimation of a phased array semiconductor laser. /D.R.Scifres, R.D.Burnham, W.Streifer, M.Bernstein. //Appl.Phys Lett.- 1982.- V.41, N°7.- P.614-616.

95. Verdiell J.M., Frey R. A broad-area mode-coupling model for multiple-stripe semiconductor lasers. //IEEE J.Quant. Electron.- 1990.- V.26, N°2.- P.270-279.

96. Stable quasi 0 phase mode operation in a laser array diode nearly aligned with a phase shifter. /M.Taneya, M.Matsumoto, S.Matsui et al. //Appl.Phys.Lett.- 1987.- V.50, N°13.- P.783-785.

97. Semiconductor laser with adjustable light beam. / J.M.Hammer //Пат.США N°860447, МКИ Н 01 S 3/98, заявл. 7.05.86, опубл. 3.12.91.

98. Chirped arrays of diode lasers for supermode control. //Appl. Phys.Lett.- 1984.-V.45, N°3.- P.200-202.

99. Phase-locked operation of coupled pairs of grating surface emitting diode lasers. /J.M.Hammer, N.M.Carlson, J.A.Evans et al. //Appl. Phys.Lett.- 1987.- V.50, N°11.- P.659-661.

100. Багин В.А., Кочарин В.Д., Ривлин А.А. Температурная зависимость порогового тока и направленности излучения в гетеролазерах с плавным волноводным слоем. //Письма в ЖТФ.- 1982.- Т.8, N°8.- С.9.

101. Влияние температуры на угловое распределение излучения полупроводниковых гетеролазеров. /С.Д.Жарников, И.С.Манах,

Ю.В.Пучин, А.Ф.Шилов А.Ф. //Импульсная фотометрия.- Л.: Машиностроение, 1986.- вып.9.- С.92-95.

102. Богатов А.П., Елисеев П.Г., Махсудов Б.И. Влияние температуры на диаграмму направленности InGaAsP-гетеролазеров. //Квант. электрон.- 1988.- Т.15, №2.- С.253-258.

103. Пространственное распределение излучения инжекционных гетеролазеров. /С.Д.Жарников, И.С.Манах, Ю.В.Пучин, А.Ф.Шилов. //Фотометрия и метрол.обеспеч.: Тезисы докл. 5-й ВНТК.- М.: ВНИИОФИ, 1984.- С.159.

104. Инжекционные лазеры на основе гетероструктур AlGaAsSb/GaSb и InGaAsSb/GaSb. /Л.М.Долгинов, А.Е.Дракин, Л.В.Дружинина и др. //Инжекционные лазеры. Тр.фио.ин-та - М.:Наука, 1983.- Т.141.- С.46-62.

105. Hadley G.R., Hohimer J.P., Owyong A. Comprehensive modeling of diode arrays and broad-area devices with applications to lateral index tailoring. //IEEE J.Quant. Electron.- 1988.- V.24, №1.- P.2136-2152.

106. Диаграммы направленности лазеров на двухсторонней гетероструктуре при высокочастотной модуляции. /С.Д.Жарников, И.А.Малевич, И.С.Манах, А.Ф.Шилов. // Физика полупроводниковых лазеров.: Тез.докл.Респ.науч.конф., Вильнюс, 30.05-1.06.89.- Вильнюс, 1989.- С.201-202.

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ РАСХОДИМОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ

Одной из важнейших характеристик лазеров, наряду с энергетическими, спектральными и временными характеристиками, является расходимость излучения и распределение интенсивности по диаметру пучка. Знание расходимости необходимо для расчета оптико-электронных систем, обеспечения эффективного ввода лазерного излучения в волокно.

Часто пользуются понятиями энергетической и угловой расходимости [1]. Под энергетической расходимостью лазера понимают плоский или телесный угол при вершине конуса, внутри которого распространяется заданная доля энергии или мощности излучения. Угловой расходимостью называют плоский или телесный угол, характеризующий направленность пучка излучения лазера по заданному уровню угловой плотности энергии или мощности излучения от ее максимального значения. Чаще всего определяют расходимость на уровне половинной интенсивности или на уровне уменьшения интенсивности в n раз от максимальной величины. Каждое из определений справедливо для сравнительно однородного по сечению пучка, соответствующего основному типу колебаний резонатора лазера (TEM_{00q}). Понятие расходимости для многомодового излучения является в некотором смысле неопределенным. В этом случае говорят о диаграмме направленности (ДН) излучения, понимая под этим угловое распределение энергии или мощности излучения в пространстве в дальней зоне [1]. В лазере могут одновременно возбуждаться большое число угловых и продольных типов колебаний, в результате ДН может иметь изрезанную форму, причем в некоторых случаях, например, в полупроводниковых лазерах, основная часть энергии может быть сосредоточена не в центральном, а в боковых лепестках диаграммы направленности [2]. В этом случае под углом расходимости иногда понимают угол между асимптотами линий максимальных амплитуд, наиболее удаленных от оси резонатора [3].

Понятие расходимости относится к дальней зоне излучения лазера, то есть к таким расстояниям $R \gg D^2/\lambda$ (D - выходная апертура лазера, λ - длина волны излучения), где погрешность в фазах колебаний, складывающихся от всех элементарных участков апертуры, мала

по сравнению с π . При меньших расстояниях угловое распределение интенсивности зависит от расстояния R . Это необходимо учитывать при проведении экспериментальных измерений.

Известны 3 метода определения расходимости лазерного излучения. Это методы сечений, фокального пятна и регистрации диаграммы направленности [3-5]. В свою очередь они подразделяются на большое число вариантов в зависимости от способа регистрации. Рассмотрим кратко суть этих методов и описанные в литературе модификации.

1. Метод сечений пучка (рис.1)

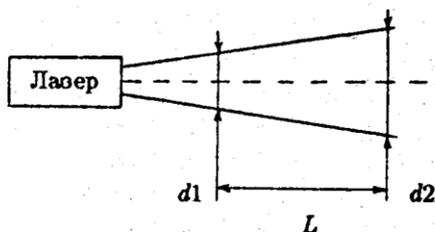


Рис.1. Определение расходимости методом двух сечений

Согласно этому методу расходимость определяют следующим образом. Измеряют диаметры d_1 и d_2 двух поперечных сечений пучка в дальней зоне, расположенных на расстоянии L друг от друга, и вычисляют искомый угол по формуле

$$\Theta = \arctg[(d_2 - d_1)/L]. \quad (1)$$

В частном случае в качестве одного из сечений берут диаметр пучка непосредственно на выходном зеркале резонатора. Тогда L представляет собой расстояние от лазера до экрана, на котором измеряется диаметр поперечного сечения пучка [3]. Измерения диаметров d_1 и d_2 выполняются по одному и тому же критерию - заданному уровню интенсивности либо заданной доле энергии. Достоинством метода является его простота, однако для получения нужной точности требуется большое расстояние L (порядка десятков и сотен метров). Поэтому для применения метода в лабораторных условиях требуется многократное переотражение луча с применением зеркальных или призмных систем.

2. Метод фокального пятна

Как известно, идеальная безабберационная положительная линза преобразует плоский фронт волны в сферический, который сходится в ее фокусе. Излучение лазера отличается от плоской волны и в фокальной плоскости образует пятно радиусом r_0 , полностью подобное распределению в дальней зоне. Расходимость определяется по формуле

$$\Theta = \operatorname{arctg} 2r_0/f \cong 2r_0/f, \quad (2)$$

где f - фокусное расстояние линзы. В этом методе следует использовать длиннофокусные линзы с большой апертурой. Линза может быть установлена в любой точке вдоль оси распространения луча [6]. Измерения сводятся к точному измерению r_0 . Преимуществом метода является возможность применения в лабораторных условиях ввиду отсутствия необходимости больших расстояний, недостатком - использование дополнительной оптики.

3. Метод регистрации диаграммы направленности [3]

Фотоприемник (ФП) с диафрагмой малого диаметра (либо с узкой щелевой диафрагмой) перемещают по дуге окружности радиуса R , в центре которой находится лазер, и регистрируют распределение интенсивности излучения по углам. Угловое разрешение $\Delta\Theta \leq b/R$, где b - размер диафрагмы ФП, R - расстояние от лазера до ФП. В процессе регистрации ДН мощность лазера должна поддерживаться постоянной. Как и в методе сечений, ФП должен быть удален на достаточное расстояние от лазера, чтобы формирование дальней зоны излучения можно было считать законченным. При меньших расстояниях распределение интенсивности по углам будет зависеть от расстояния. В случае излучателя с прямоугольной апертурой (например, полупроводникового лазера) необходимо снимать ДН в двух взаимно перпендикулярных плоскостях.

Метод регистрации ДН применяется большей частью для полупроводниковых лазеров, метод фокального пятна - для твердотельных, метод двух сечений - для непрерывных газовых лазеров. Это обусловлено особенностями пространственного распределения излучения этих источников когерентного излучения. Однако применение того или иного метода определяется стоящей задачей и наличием необходимой регистрирующей аппаратуры.

Следует отметить, что метрологическая аттестация лазеров предполагает использование для определения угловой расходимости лазерного излучения двух первых методов - метода двух сечений и метода

фокального пятна [1], при этом для измерения диаметра пучка выделены два метода - метод калиброванных диафрагм и метод относительного распределения энергии (мощности) лазерного излучения, который, в свою очередь, подразделяется на метод последовательного анализа и матричный метод параллельного анализа, регламентируемые стандартом [7]. Международная Организация по Стандартизации (ISO) рекомендует как наиболее подходящий метод фокального пятна [8]. В то же время, метод ДН позволяет получить наиболее полную информацию о пространственном распределении излучения лазера, а после определенной обработки ДН (например, интегрирования по энергии) можно получить информацию об угле расходимости.

Как указывалось выше, основные методы определения расходимости лазерного излучения насчитывают большое число модификаций в зависимости от способов регистрации: фотографические, термографические, фотоэлектрические методы, метод электронно-оптического преобразования, телевизионный, голографический, интерферометрический метод и т.д. Кроме того, возможны различные технические дополнения к этим методам, например, использование микроскопа, скоростной фоторегистрации и др. Большие возможности для обработки информации предоставляет использование автоматизированных систем на базе ЭВМ. В качестве одного из примеров можно привести описанную в работе [9] установку для измерения расходимости излучения твердотельного лазера на АИГ: Nd^{3+} , реализующую метод фокального пятна с использованием в качестве приемника ПЭС-матрицы форматом 128x128 элементов и мини-ЭВМ типа ДВК-2. Установка обеспечивала угловое разрешение 15", а объем ОЗУ 1 Мбайт позволял регистрировать в реальном масштабе времени 256 пугов из 64 импульсов с длительностью от 5 нс до единиц секунд.

Радиовидностью метода фокального пятна является метод с использованием зеркального клина [10,11], облегчающий обработку результатов и повышающий точность. Зеркальный клин с углом 20-40" вводится на пути пучка после линзы, фоторегистратор можно устанавливать или в проходящем через клин, или в отраженном от клина пучках излучения. В другом варианте в фокальной плоскости линзы помещают светорассеивающий экран, а на нем на расстоянии L наблюдают на еще одном экране пятнистую картину, размер зерен которой обратно пропорционален размеру фокального пятна на экране [12]. Теоретические выкладки свидетельствуют о возможности восстановления формы фокального пятна с помощью Фурье-преобразования резуль-

татов измерения статистических характеристик на втором экране, но система в целом получается громоздкой и вряд ли пригодна для широкого использования [12].

Измерение расходимости методом фокального пятна дает возможность при несложной модернизации оптической системы одновременно регистрировать картину излучения в ближней зоне [13]. После длиннофокусной линзы, установленной на расстоянии $2f$ от лазера, на пути луча помещают кварцевую плоскопараллельную пластинку под углом к оптической оси, действующую как расщепитель луча, после чего в отраженных лучах на расстоянии f от линзы регистрируют картину дальнего поля (и определяют расходимость), а в проходящих лучах на расстоянии $2f$ от линзы наблюдают картину ближнего поля.

В работе [14] предложен безлинзовый метод определения расходимости, не требующий больших расстояний. Метод основан на прохождении лазерного луча через двулучепреломляющий кристалл *KDP*, помещенный между скрещенными поляризатором и анализатором таким образом, что обыкновенная ось кристалла образует угол 45° с поляризатором. В таком случае через анализатор проходят те лучи, для которых фазовая задержка между обыкновенной и необыкновенной поляризациями составляет нечетное число π , а лучи с фазовой задержкой $2n\pi$ дают нулевую интенсивность. Наблюдая картину полос после анализатора, можно рассчитать расходимость лазерного луча. Следует отметить, что ранее предлагалось использовать систему из двух поляризаторов и двулучепреломляющего кристалла для измерений флуктуаций диаметра лазерного луча (к чему по сути и сводится измерение расходимости) [15]. Хотя предложенный в [15] измеритель имеет дополнительные оптические элементы и довольно сложную электронную часть, сам принцип измерений тот же, что и в работе [14].

Метод, аналогичный методу двух сечений, но не требующий точного фотометрирования, описан в работе [16]. В ближнем к лазеру сечении помещают трафарет в виде решетки с известным периодом d_1 , а во втором сечении на экране измеряют период "тени" d_2 и диаметр D_2 , вычисляя затем расходимость по формуле $\Theta = (D_2/d_1) \times (d_2 - d_1)/2L$.

В методе двух сечений не учитывается кривизна волнового фронта, что вносит погрешность в определение угла расходимости [17]. Как схематично показано на рис.2 для точечного излучателя, радиус кривизны волнового фронта R можно в расчетах заменять величиной расстояния L лишь при больших L . Для точного определения угла расходимости по измерениям диаметров сечений луча представляет интерес

одновременный контроль кривизны волнового фронта, который можно осуществлять голографическими или интерференционными методами с высокой точностью. В [17] для этого предложен метод с двумя оптическими клиньями, не требующий сложной аппаратуры.

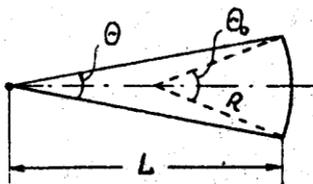


Рис.2. Учет кривизны волнового фронта при определении угла расходимости лазерного излучения

Точность измерения угловой расходимости и распределения интенсивности по сечению пучка в значительной степени определяется способом регистрации излучения. Можно выделить следующие основные варианты, использующие первичные измерительные преобразователи различных типов:

1) Фотографические методы, заключающиеся в фотографировании пятна и последующем фотометрировании снимка. Эти методы являются довольно распространенными, поскольку фотоматериалы доступны и обладают достаточно высокой чувствительностью. Фоторегистрация использовалась для определения расходимости лазерного излучения, например, в работах [13, 10, 18]. Недостатками такого метода являются необходимость фотохимической обработки и микрофотометрирования (следовательно, отсутствие оперативности), необходимость предварительной калибровки, поскольку почернение пленки не является линейной функцией экспозиции. В оптимальном случае погрешность составляет 10-12% [10].

2) Термографические и термоэлектрические методы, основанные на применении различных термочувствительных датчиков излучения. При измерении расходимости предлагалось использовать термобумагу [11], а также регистрацию температурного профиля нагревания материала с помощью ИК-термометра [19], изучение профиля термодформации зеркальной поверхности отражателя при воздействии мощного лазерного излучения [20]. Для мощных лазеров, как один из вариантов, возможно измерение размеров отверстия, прожигаемого лучом в мишени [3]. Предлагалось также использовать термочувствительный лю-

минесцентный экран на основе трифосфата $ZnS, CdS - Ag, Ni$ [21], терморегистрацию на магнитных пленках RFe (где $R - Tb, Dy$) [22], обладающих широким диапазоном чувствительности по длинам волн $\sim 0,2...25$ мкм. Более перспективно использование различных термоэлектрических измерительных преобразователей, в особенности матричных [23]. В работах [23,24] описаны установки на основе термоэлектрических $256(16 \times 16)$ -элементных преобразователей с размером элементов 1×1 мм и обработки результатов измерений на ЭВМ. К этой же группе методов относится и использование различных типов тепловизоров [25].

3) Фотоэлектрические методы регистрации. Эти методы наиболее удобны, так как получаемые электрические сигналы затем можно обрабатывать электронными средствами, в том числе с использованием ЭВМ. Возможно использование всех известных типов фотоприемников, работающих в требуемом спектральном диапазоне. В особую группу следует выделить телевизионные методы, обладающие большой наглядностью [25-28], в особенности в случае измерений параметров излучения лазеров ИК-диапазона. В работе [29] описан прибор для исследования CO_2 -лазеров, получивший название "лазеровизор". Предлагалось также использование различных электронно-оптических преобразователей [25], в том числе стандартных приборов ночного видения [30].

ДН полупроводниковых лазеров может иметь несколько лепестков [31,32], причем боковые лепестки могут иметь большую амплитуду, чем центральный (так называемая форма "кроличьих ушей") [2,33], ДН может изменять форму от однолепестковой к многолепестковой при изменении уровня возбуждения. Ввиду довольно большой расходимости и сложной формы диаграммы направленности для полупроводниковых лазеров имеет смысл детальная регистрация ДН, и за редким исключением (например, [30]) для них не используются методы двух сечений и фокального пятна.

Исследования ДН можно проводить, используя различные схемы сканирования. При линейном сканировании поперечного сечения пучка приемником со щелью возникает погрешность измерения из-за неперпендикулярного падения лучей на чувствительную площадку ФП, которая определяется выражением

$$\alpha = 1 - \cos \alpha, \quad (3)$$

где α - угол падения. При больших углах расходимости эта погреш-

ность может быть достаточно высокой. Поэтому целесообразно осуществлять сканирование по сферической поверхности с центром, совпадающим с излучателем [34]. Для этого могут применяться различные схемы сканирования, отличающиеся как направлением взаимного перемещения исследуемого излучателя и приемника, так и степенью сложности этого перемещения (однокоординатное, многокоординатное). Эти схемы рассмотрены в работе [34].

Одна из первых описанных установок для автоматической записи ДН полупроводниковых лазеров [35] использовала в качестве ФП ФЭУ-62 с диафрагмой, вывод осуществлялся на самописец. Излучатель жестко закреплялся на площадке и поворачивался вместе с ней по вертикали и горизонтали относительно неподвижного ФП, диапазон углов поворота 0-80°. Согласно утверждению авторов [35], ошибка записанной формы ДН за счет неравномерности поворота излучателя не превышает 1%. Аналогичная по принципу построения установка, описанная в [36], позволяла поворачивать излучатель в одной плоскости, при этом угол, при котором торец диода был параллелен оптической щели перед ФП, определялся по отраженному от торца лучу вспомогательного лазера ЛГ-56. Угловое разрешение установки при ширине щели 0,01 мм было не хуже 1°, погрешность определения угла $\varphi = 0$ составляла около 0,5°. Диод помещался в светонепроницаемой камере [36]. В [37] точность отсчета углов поворота излучателя составляла $\pm 10'$, а ФП, помимо диафрагмы, был снабжен трубкой, исключающей попадание на него постороннего излучения. В установке, описанной в работе [38], для исследования ДН инжекционных светодиодов использовалась оптическая труба с углом зрения 20', после которой излучение попадало на ФЭУ. Поворот источника излучения осуществлялся с помощью гониометра ГС-5. Вместо ФП с диафрагмой в работах [39,40] использовался инжекционный лазер, установленный таким образом, чтобы его активная область располагалась перпендикулярно направлению сканирования. В этом случае линейный размер ФП определяется толщиной активной области и ее волновыми свойствами. В [39] размеры активной области составляли $0,4 \times 10 \text{ мкм}^2$, что обеспечивает точность определения размеров пучка излучения не хуже 1 мкм. Строго говоря, это утверждение авторов не вполне корректно, поскольку попадание излучения на пассивные области эмиттеров также ведет к генерации фотоэлектронов и дает вклад в фототок, полная величина которого составляла не более 0,1...10 нА [40]. В установке, описанной в работе [40], исследуемый лазер был неподвижен, а лазер-приемник перемещал-

ся линейно по сечению пучка (а не по дуге окружности), с помощью пьезокерамического транслятора, управляемого от ЭВМ, с точностью 0,01 мкм. Усиленный ток через АЦП поступал в ЭВМ, которая обрабатывала результаты. Измерения можно было проводить на расстояниях от лазера $L = 3 \dots 6000$ мкм, то есть регистрировать распределение как в ближней, так и в дальней зоне. Из полученных в работе [40] результатов следует, что формирование картины излучения в дальней зоне заканчивается при $L \approx 3$ мм.

Комплексная установка для исследования характеристик лазерных диодов в ближней и дальней зонах описана в работе [41]. Картину ближнего поля излучения можно регистрировать с помощью фотодиода со щелью с разрешением $\sim 0,5$ мкм и одновременно наблюдать на экране телемонитора и на экране осциллографа. Изображение на телемониторе используется для фокусировки системы на плоскость щели ФП. Одновременно на экране второго телемонитора воспроизводится картина дальнего поля излучения. При необходимости более детального исследования ДН применяется вторая установка с угловым разрешением $0,5^\circ$, где излучатель устанавливается на калиброванный столик и поворачивается относительно неподвижного ФП со щелью.

Известны также установки с классической схемой перемещения ФП по окружности, в центре которой помещен неподвижно закрепленный излучатель [42,43]. В обоих случаях угловое разрешение составляло $0,1^\circ$, ДН выводилась на двухкоординатный потенциометр. Для получения сигнала, пропорционального углу поворота ФП, в [42] использовался многошаговый переменный резистор, а в [43] - круговой реохорд, на рычаге подвижного контакта которого закреплялся ФП.

Наконец, описанная в [34] установка на базе инструментального микроскопа ИБМ-1 в комплексе с ЭВМ типа ДВК-2 позволяла исследовать ДН в 6 меридиональных плоскостях и получать таким образом наиболее точную индикатриссу излучения полупроводниковых излучателей. Такая установка может использоваться как для выходного контроля лазеров в процессе производства, так и для исследовательских целей.

Существенным недостатком всех методов, основанных на механическом сканировании в пространстве излучателя или приемника, является наличие механически движущихся частей, что приводит к погрешности измерений и увеличению времени измерений, к тому же изготовление прецизионной механики само по себе является довольно сложной задачей. Поэтому предпринимаются попытки снятия ДН без

механического сканирования, используя многоэлементные ФП. Авторы работы [44] использовали с этой целью 37 дискретных ФД, расположенных по окружности сектора 120° с дискретностью 2° в диапазоне $\pm 20^\circ$ относительно центрального ФД и 5° в остальном диапазоне. Сигналы с выхода каждого ФД через аналоговый коммутатор и 12-разрядный АЦП поступают через крейт-контроллер в ЭВМ типа "Электроника-60". Установка является многофункциональной и позволяет не только регистрировать ДН, но также снимать ВАХ и ВТАХ излучателей. Для повышения углового разрешения необходимо уменьшать расстояние между соседними ФП, как это сделано, например, в [45] при исследовании расходимости газовых лазеров, где в качестве ФП использована кремниевая ПЗС-матрица ФПЗС-6М (144 строки по 256 элементов). Однако большая расходимость излучения полупроводниковых лазеров потребовала бы установки нескольких таких матриц или линеек ФП, что сильно увеличит объем обрабатываемых массивов информации. С появлением ПЭВМ с более высоким быстродействием и объемом ОЗУ такую задачу можно будет решить. Для оперативного анализа, например, для разбраковки излучателей, можно воспользоваться способом, предложенным в [46], - сначала по всему полю матрицы ФП провести анализ по системе "да-нет" и выявить локальную область матрицы, ячейки которой облучены энергией выше заданного порога, а затем подключить к этой области матрицы многоуровневую систему анализа. За счет этого информационный массив уменьшается, повышается точность и уменьшается время обработки. Наконец, заслуживает внимания одна из новейших разработок - анализатор пучка 13SKP001, описанный в [47], в котором используются методы компьютерной томографии. Система на основе Si-детекторов позволяет одновременно измерять ширину, трехмерный профиль интенсивности, мощность и положение пучка непрерывного лазера в реальном масштабе времени. Диапазон длин волн излучения от 400 до 1050 нм, размер пучка до 5 мм в диаметре. Учитывая тот факт, что формирование ДН полупроводникового лазера можно считать законченным на расстоянии около 3 мм от выходного сержала [40], этот анализатор может использоваться и для исследования ДН полупроводниковых лазеров.

Из рассмотрения описанных в литературе методов измерения угловой расходимости излучения лазеров можно сделать вывод, что для инжекционных лазеров предпочтительным является метод регистрации ДН с использованием фотоэлектрической регистрации. При этом для повышения точности и углового разрешения желательно приме-

ние установок без механического сканирования на базе многоэлементных фотоприемников с обработкой результатов измерений на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. ГОСТ 26086-84. Лазеры. Методы измерения диаметра пучка и энергетической расходимости лазерного излучения. -М.: Изд. стандартов, 1984.

2. Гулицус Э., Абрахам А., Шимечек Т. Простые полупроводниковые импульсные лазеры. // Квант.электрон.- 1988.- Т.15, №11.- С.2199-2203.

3. Методы измерения расходимости излучения оптических квантовых генераторов. /Е.П.Высоков, А.В.Кубарев, Б.Н.Морозов, В.Р.Пронин. //Измерит.техника.- 1973.- №5.- С.32-36.

4. Хирд Г. Измерение лазерных параметров.- М.: Радио и связь, 1970.- 310 с.

5. Измерение энергетических параметров и характеристик лазерного излучения. /Под ред. А.Ф.Котюка. -М.: Радио и связь, 1981.- 288с. (Измерения в электронике).

6. Suzuki Y., Tachibana A. Measurement of the Gaussian laser beam divergence. // Appl.Opt.- 1977.- V.16, №16.- P.1481-1482.

7. ГОСТ 25.917-83. Лазеры. Методы измерения относительного распределения энергии (мощности) лазерного излучения. -М.: Изд.стандартов, 1983.

8. ISO TC 172SC 9 WG1: Standard for the Measurement of Beam Widths, Beam divergence and propagation factor; N38 Revised dated 2-18-92.

9. Исследование пространственных характеристик лазера с помощью автоматизированного измерительного комплекса. /В.В.Дыбко, Н.В.Жмурин, А.Л.Кадыров и др. //Электронная техника. Сер.Лазерная техника и оптоэлектроника.- 1989.- вып.4(52).- С.82-83.

10. Дрожбин Ю.А., Прокопенко В.Е., Семенов В.Б. Погрешность определения расходимости лазерного излучения методом фокального пятна. // Измерит.техника.- 1982.- №9.- С.19-21.

11. Измерение расходимости импульсного лазерного излучения методом фокального пятна с применением зеркального клина. /Ю.М.Амбросимов, Ю.А.Дрожбин, Ю.Б.Морозов и др //Измерит. техника.- 1982.- №11.- С.30-32.

12. Боровицкий С.И. Способ определения расходимости излучения импульсных ОКГ. //Имерит.техника.- 1976.- №2.- С.68-70.
13. Birky M.M. Simultaneous Recording of Near-Field and Far-Field Pattern of Lasers. //Appl Opt.- 1969.- V.8, №11.- P.2249-2253.
14. Falk J. Measurement of Laser Beam Divergence. //Appl.Opt.- 1983.- V.22, №8.- P.1131-1132.
15. Измеритель флуктуаций диаметра лазерного пучка / Лобачев М.И., Рабинович Э.М., Тучин В.В. //Авт.свид.СССР Кл. Н 01 S 3/00 №584678, заявл. 20.02.76, опубл. 25.05.79.
16. Духанина М.И., Рукман Г.И., Хромов А.В. Измерение расходимости лазерных пучков большого сечения. //Имерит. техника.- 1981.- №3.- С.34-35.
17. Славнов С.Г. Определение угла расходимости и метод его контроля. //Имерит.техника.- 1976.- №4.- С.149-152.
18. Прибор для измерения расходимости лазерного излучения ПИР-1. //Квант.электроника.- 1978.- Т.5, №4.- С.951.
19. Courtney C., Steen W.M. Measurement of the diameter of the laser beam. //Appl.Phys.- 1978.- V.17, №3.- P.303-307.
20. Термомодеформационный метод измерения распределения интенсивности мощного лазерного пучка. /В.В.Аполлонов, Ф.В.Бункин, В.Ю.Хомич, С.А.Четкин. //Письма в ЖТФ.- 1978.- Т.4, №17.- С.1017-1019.
21. Регистратор пространственного распределения импульсного лазерного излучения РУЛ-2. /М.Ю.Бродский, А.М.Зайцев, В.М.Ключников, В.С.Трачук //Фотометрия и ее метрологическое обеспечение. Теорисы докладов 3-й ВНТК.- М.: ВНИИОФИ, 1979.- С.261.
22. Середкин В.А., Фролов Г.И., Яковчук В.Ю. Визуализатор оптических излучений. //Высокоскоростная фотография, фотоника и метрология быстропотекающих процессов. Теорисы докладов 13-й ВНТК.- М.:ВНИИОФИ, 1987.- С.189.
23. Благодатова Н.Б., Жирнов А.В., Сидоренко С.Л. Исследование пространственных характеристик в поперечном сечении пучка излучения твердотельного лазера. //Фотометрия и ее метрологическое обеспечение. Теорисы докладов 6-й ВНТК".- М.: ВНИИОФИ, 1986.- С.72.
24. Загорский Я.Т., Карабан Ю.В., Кузнецов А.А. Измерение и регистрация диаграммы направленности светоизлучающих устройств // Полупроводниковая электроника в технике связи (Москва).- 1984.- №24.- С.96-102.

25. Морозов П.А., Рукман Г.И. Измерения пространственно-энергетических характеристик лазерного излучения в ИК области спектра //Измерит.техника.- 1978.- №5.- С.21-23.
26. Телевизионный анализатор лазерного излучения. /Н.И.Мищенко, С.М.Слободян, В.И.Бухатый, Д.П.Чапоров. //ИТЭ.- 1977.- №5.- С.232.
27. Измерение параметров лазерного излучения в дальней зоне. /П.А.Морозов, С.П.Морозова, Т.Т.Корнева и др. //Фотометрия и ее метрологическое обеспечение. Тезисы докладов 5-й ВНТК.- М.: ВНИИОФИ, 1984.- С.15.
28. ТВ-измеритель распределения плотности энергии лазерного излучения. /Ю.А.Дрожбин, В.П.Климашин, Н.О.Бантле, Л.А.Расс //Высокоскоростная фотография, фотоника и метрология быстропротекающих процессов. Тезисы докладов 13-й ВНТК.- М.:ВНИИОФИ, 1987.- С.185.
29. Сканирующий анализатор пространственного распределения излучения лазера на CO_2 /С.П.Морозова, П.А.Морозов, Б.Е.Лисянский и др //Измерит.техника.- 1978.- №5.- С.24-25.
30. Методы исследования пространственных параметров импульсных полупроводниковых излучателей /А.В.Толстошев, С.Ф.Смирнов, В.Э.Цейтлин и др. //Импульсная фотометрия.- Л.: Машиностроение, 1979.- вып.6.- С.149-152.
31. Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. - М.: Мир, 1981, Т.1. - 300 с.
32. Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. - М.: Мир, 1981, Т.2. - 364 с.
33. Эберт Г. Поведение лазеров с волноводом, индуцированным усилением, при высокой мощности излучения в режиме наносекундных импульсов. //Квант.электроника.- 1988.- Т.15, №11.- С.2234-2238.
34. Фролов Н.В. Некоторые вопросы измерения пространственно-энергетических параметров лазерного излучения большой расходимости. //Электронная техника. Сер.Лазерная техника и оптоэлектроника.- 1989.- вып.3.- С.85-88.
35. Евсеев В.И., Дерягин В.Н. Установка для автоматической записи диаграммы направленности полупроводниковых излучателей. //ОМП.- 1968.- №3.- С.33-36.
36. Грибковский В.П., Макрицкий Ю.В., Межевич И.Д. Установка с автоматической записью диаграммы направленности полупроводниковых излучателей. //Фотометрия и ее метрологическое обеспечение

ние. Тезисы докладов 3-й ВНТК. - М.: ВНИИОФИ, 1979.- С.139.

37. Исследование пространственного распределения излучения диодов 3Л107Б. /Н.И.Богачков, Ю.С.Иванов, Л.И.Скорик и др. //ОМП.- 1986.- №3.- С.42-45.

38. Исследование характеристик инжекционных светодиодов. / А.Н.Борухман, Н.К.Варчук, Т.В.Джахуташвили и др. //Метрологическое обеспечение измерений оптико-физических параметров излучения ОКГ.- М., 1976.- С.134-137.

39. Устройство для определения структуры светового пучка. / Гончаров И.Г., Грачев А.П., Дедушенко К.Б., Лихачев И.Г., Мамаев А.Н. //Авт св. СССР Кл. G 01 J 1/04 N²1157363, заявл. 04.01.84, опубл. 23.05.85.

40. Богатов А.П., Кобилджанов О.А., Кундикова Н.Д. Метод микросканирования для исследования распределения интенсивности в пучке излучения инжекционных лазеров. //Квант.электроника.- 1989.- Т.16, №9.- С.1944-1946.

41. Peled S. Near- and Far-Field Characterisation of Diode Lasers. //Appl.Opt.- 1980.- V.19, №2.- P.324-328.

42. Влияние температуры на угловое распределение излучения полупроводниковых гетеролазеров. /С.Д.Жарников, И.С.Мамак, Ю.В. Пучин, А.Ф.Шилев. //Импульсная фотометрия.- Л.:Машиностроение, 1986.- вып.9.- С.92-95.

43. Бахменд А.Б., Зубков В.П. Устройство для снятия диаграммы направленности полупроводниковых излучателей. //Фотометрия и ее метрологическое обеспечение. Тезисы докладов 3-й ВНТК.- М.: ВНИИОФИ, 1979.- С.141.

44. Установка измерения и визуализации диаграмм направленности излучающих диодов. /А.А.Едреев, Н.И.Шумилова, Г.Н.Захарова и др. //Измерит.техника.- 1990.- №9.- С.33-34.

45. Исследование распределения интенсивности излучения в поперечном сечении лазерных пучков. /И.В.Шпак, В.М.Ключко, А.Ф.Костоломов и др. //Фотометрия и ее метрологическое обеспечение. Тезисы докладов 6-й ВНТК.- М.: ВНИИОФИ, 1986.- С.62.

46. Кузьминов В.А. Способ оперативного анализа пространственного распределения энергии в поперечном сечении импульсного когерентного излучения. //Импульсная фотометрия. - Л.:Машиностроение, 1984.- вып.4.- С.160-162.

47. The new model 13 SKP 001 BeamAnalyser. //Phys.World.- 1993.- V.6, №9.- P.67.

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ВЫПРЯМИТЕЛЬНЫХ И ИЗЛУЧАЮЩИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДОВ

При исследовании и разработке микро- и оптоэлектронных устройств на основе различных полупроводниковых диодов практически всегда требуется знать эквивалентную электрическую схему составляющих элементов. Знание параметров эквивалентной схемы и их зависимостей от температуры, частоты, тока и напряжения позволяет оперативно находить выходные характеристики устройства.

Например, для задания вольт-амперной характеристики выпрямительного диода необходимо знать последовательное сопротивление R_n , складывающееся из электрических сопротивлений базы, слоев диода и омических контактов. Его величина требуется также для определения тепловых характеристик лазерных диодов, в частности, для оценки джоулевого нагрева активной области и расчета КПД лазера.

Для достаточно больших прямых смещений U ток I через диод растет как $\exp(eU/nkT)$, где n - параметр неидеальности, отражающий отклонение реальных характеристик от идеальной зависимости $I(U)$, когда $n = 1$. Хотя значение коэффициента n может изменяться с уровнем накачки, зависит от температуры T и скорости рекомбинационных процессов на границах раздела, он относится к числу важных электрофизических параметров диодов.

Начало генерации в лазерных диодах маскирует и затрудняет прямые электрические измерения параметров. Поэтому требуются методы, позволяющие при изучении структур на малых напряжениях и токах предсказывать их поведение при лазерных накачках. Вольт-амперные характеристики расширяют набор электрофизических параметров и позволяют определить пороговый ток I_n , внешний и внутренний квантовые выходы генерации, коэффициент внутренних оптических потерь, функцию выхода генерируемого излучения. Анализ вольт- и вольт-амперных характеристик выполняется обычно совместно с моделированием эквивалентной схемы лазерного диода. Каждый элемент схемы ставится в соответствие какому-либо из электрофизических параметров лазера. Изменение параметров определенным образом отражается на энергетических характеристиках лазера.

Цель данной работы - обзор методов анализа электрических характеристик инжекционных лазеров и выпрямительных диодов с барьером Шоттки и определения параметров эквивалентной схемы. Экспериментально исследована возможность применения методов, разработанных для диодов Шоттки, к полупроводниковым лазерам на гетероструктурах.

Определение высоты барьера и последовательного сопротивления диодов методом Норде

Из теории выпрямления полупроводниковых диодов с барьером Шоттки для плотности тока j следует уравнение [1-3]

$$j = j_0 \left[\exp\left(\frac{eU_r}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (1)$$

Здесь $j_0 \sim \exp\left(-\frac{\varphi_B}{kT}\right)$ - плотность тока насыщения, φ_B - высота потенциального барьера контакта металл-полупроводник (МП), U_k - падение напряжения на МП - контакте.

Согласно диодной теории выпрямления, плотность тока насыщения равна $j_0 = AT^2 \exp(-\varphi_B/kT)$, где A - постоянная Ричардсона. В условиях термоэлектронной эмиссии в вакуум постоянная Ричардсона имеет значение $A_0 = 120 \text{ A/cm}^2 \cdot \text{K}^2$. Для контактов металл-полупроводник n -типа используется постоянная $A = A_0 m_e/m_*$, где m_e - эффективная масса электронов. Для многодолинных полупроводников выражение для A несколько усложняется. В контактах с полупроводником p -типа вклад в постоянную A вносят как тяжелые, так и легкие дырки. Учет полевых эффектов, туннелирования и квантовомеханического отражения носителей в барьере модифицирует значение A . Для большинства полупроводниковых материалов отношение A/A_0 находится в интервале 0.07-2.2 [1,3,4]. Однако неточность в задании эффективной постоянной Ричардсона A , равная 100 %, дает погрешность в определении высоты потенциального барьера порядка 0.6 kT , что составляет при комнатной температуре всего 18 мВ.

Высота потенциального барьера φ_B зависит, как правило, от работы выхода напыляемого металла, типа проводимости полупроводника, качества и обработки поверхности кристалла. При этом для ковалентных полупроводников, например, Si и Ge , а также материалов с малой степенью ионности химической связи, таких, как GaAs , проявляется эффект закрепления уровня Ферми, т.е. высота барьера слабо меняется при напылении разных металлов и определяется в основном дефектами, возникающими при формировании МП - контакта [5].

Удобным методом определения высоты барьера φ_B служит построение вольт-амперной характеристики в полулוגарифмическом масштабе $\ln I - U$. При достаточно больших напряжениях, таких, что $eU > 3kT$, график $\ln I(U)$ будет представлять собой практически прямую линию. Путем экстраполяции этой прямой до оси токов ($U = 0$) получается значение тока насыщения I_0 . Высота барьера φ_B вычислится непосредственно по значению I_0 .

Однако при таком определении φ_B возникают трудности, если материал подложки обладает большим электрическим сопротивлением. Прямолинейный участок характеристики возможен лишь при напряжениях, удовлетворяющих условию $e(U - IR_s) > 3kT$. Но если R_s достаточно велико, то этот участок слишком мал, чтобы получить достоверные значения I_0 . Более того, в интервале малых напряжений избыточный ток рекомбинации может составлять значительную часть тока I , что при экстраполяции прямой делает величину I_0 еще более ненадежной.

Чтобы обойти эти ограничения, Г. Норде в 1979 г. предложил использовать искусственную функцию, которая устраняет погрешности в отыскании I_0 и φ_B [6]. Эквивалентная схема диода, которой он пользовался, показана на рис.1. Поведение диода на схеме в точности подчиняется зависимости (1) для идеального случая.

Функция Норде $F(U)$ определяется таким образом, чтобы при одном из напряжений существовал минимум. К этому приводят следующие соображения. При малых токах дифференциальное сопротивление диода R_d велико, и последовательным сопротивлением R_s толщи диода и омических контактов можно пренебречь. Поэтому все приложенное напряжение будет падать на МП - контакте диода (рис.1б). При увеличении смещения дифференциальное сопротивление диода уменьшается очень быстро (экспоненциально) и стремится к R_s . Соответственно, все приложенное напряжение падает на сопротивлении R_s .

Здесь описаны два крайних случая поведения диода Шоттки. Исходя из них, можно построить простейшую функцию, которая имела бы наклон $\frac{dF}{dU} = -\alpha_1$ при малых U и $\frac{dF}{dU} = \alpha_2$ при больших U ($\alpha_1, \alpha_2 > 0$). Наиболее простая функция - линейная: $F(U) = \frac{U}{2} - U_k$. Здесь U_k - напряжение на контакте при $U \gg \frac{kT}{e}$. Для таких напряжений, пренебрегая I_0 , получим $U_k = \frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{I}{I_0} \right)$ где $\beta = \frac{eA}{kT}$.

Используя величину U_k , мы не получим в явном виде φ_B по функции $F(U)$. Поэтому целесообразно заменить U_k на величину $U_k - \varphi_B/e = (1/\beta) \ln(I/sAT^2)$, где s - площадь контакта. Тогда, согласно Норде [6],

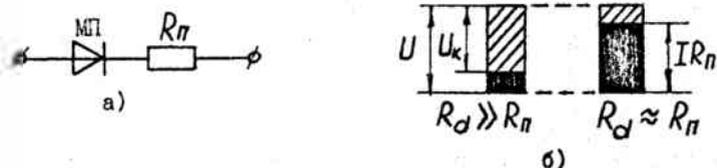


Рис.1. Простейшая электрическая схема выпрямительного диода с барьером Шоттки (а) и перераспределение приложенного напряжения на МП-контакте и последовательном сопротивлении (б)

имеем

$$F(U) = \frac{U}{2} - \frac{1}{\beta} \ln \frac{I}{sAT^2} \quad (2)$$

Для системы МП-контакт-последовательное сопротивление падение напряжения состоит из двух слагаемых:

$$U = U_k + IR_n \quad (3)$$

Подставляя значение U_k по (3) в (1), получаем стандартное выражение для вольт-амперной характеристики диода с последовательным сопротивлением:

$$I = I_0 [\exp(\beta(U - IR_n)) - 1] \quad (4)$$

При $U_0 - IR_n \gg \frac{kT}{e}$ по (2) и (4) следует

$$F(U) = \frac{\varphi_B}{e} + IR_n - \frac{U}{2} \quad (5)$$

Для идеального случая $R_n = 0$ и $F(U)$ представляет собой прямую линию с наклоном $-1/2$, экстраполируя которую до оси ординат ($U = 0$), можно определить высоту барьера φ_B .

Если диод ведет себя, как омическое сопротивление (другой предельный случай), то функция Норде имеет вид

$$F(U) = \frac{U}{2} - \frac{1}{\beta} \ln \frac{U}{sAT^2 R_n} \quad (6)$$

Для больших напряжений она будет близка к прямой линии с наклоном $1/2$.

В общем случае, функция $F(U)$ имеет минимум при некотором U_0 (рис. 2 и 3). Дифференцируя (5) по напряжению, получаем

$$\frac{dF}{dU} = R_n \frac{dI}{dU} - \frac{1}{2}. \quad (7)$$

Значение $\frac{dI}{dU}$ находим по (3):

$$\frac{dI}{dU} = \frac{dI}{dU_k} \cdot \frac{dU_k}{dU} = \frac{dI}{dU_k} \left(1 + R_n \frac{dI}{U_k} \right), \quad (8)$$

где $\frac{dI}{dU_k} = \beta I$ если практически $U_k > 3kT/e$. Тогда (7) будет иметь вид

$$\frac{dF}{dU} = \frac{\beta I R_n - 1}{2(1 + \beta I R_n)}. \quad (9)$$

Минимум $F(U)$ получается при токе

$$I_* = \frac{kT}{eR_n}. \quad (10)$$

Соответствующее этому току напряжение равно

$$U_0 = \frac{kT}{e} \left(1 + \ln \left(\frac{I_*}{I_0} \right) \right), \quad (11)$$

а минимальное значение функции составляет

$$F(U_0) = \frac{U_0}{2} + \frac{\varphi_B}{e} - \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I_*}{I_0} \right). \quad (12)$$

Используя измеренные значения I_* , U_0 и $F(U_0)$, находим требуемые параметры:

$$R_n = \frac{kT}{eI_*}. \quad (13)$$

$$\varphi_B = eF(U_0) + \frac{eU_0}{2} - kT. \quad (14)$$

Еще раз отметим, что метод Норде основан на введении функции (2), полученной по аналогу вольт - амперной характеристики при условии $U - IR_n > 3kT/e$.

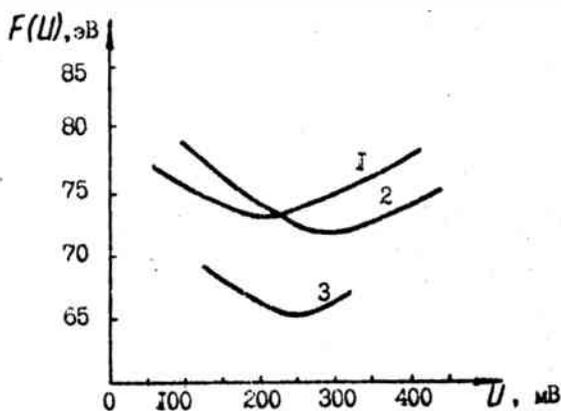


Рис.2. Графики функции $F(U)$ для трех диодов Шоттки: $Au - Si$ (1), $PtSi - Si$ (2), $Pd_2Si - Si$ (3) [6]

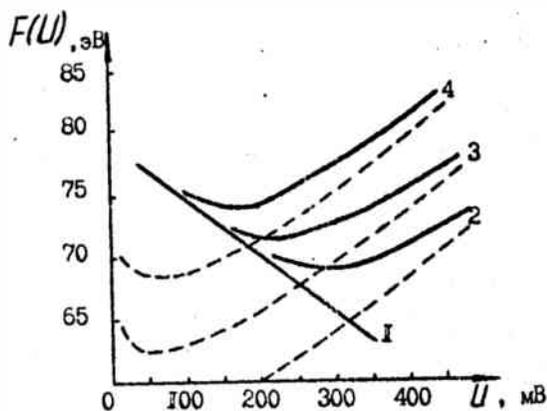


Рис.3. Функция $F(U)$ в зависимости от $R_s = 0$ (1), 10 (2), 100 (3) и 1000 Ом (4). Пунктирные кривые рассчитаны по формуле (6) [6]

Модификация метода Норде

Одним из недостатков метода Норде оказался учет несоответствия формулы (1) экспериментальным данным. Реальная вольт-амперная характеристика описывается выражением

$$I = I_0 \left[\exp \left(\frac{eU}{nkT} \right) - 1 \right]. \quad (15)$$

Параметр n отражает отклонение эмпирических зависимостей $I(U)$ от идеальной вольт-амперной характеристики ($n = 1$). На отдельных участках вольт-амперной характеристики параметр неидеальности n принимает обычно значения в интервале 1 – 2 [1,3,4].

В работе [7] дано объяснение недостатков традиционного метода определения I_0 и n для высокоомных диодов (например, на основе легированного гидрогенизированного аморфного германия $\alpha - Si : H$). На графике $\ln I - U$ можно выделять три различные области. В первой области характеристика отличается от линейной из-за неэкспоненциального поведения диода при малых напряжениях. Эта область простирается от $U = 0$ до напряжения U_1 , определяемого как напряжение, при котором относительная ошибка ϵ из-за нелинейности $\ln I(U)$ достигает, например, порядка 1%. Очевидно, что если пренебречь падением напряжения на последовательном сопротивлении, то

$$U_1 = \frac{n}{\beta} \ln \left(\frac{1 + \epsilon}{\epsilon} \right). \quad (16)$$

Полагая $\epsilon = 0.01$, при $T = 300K$ получаем $U_1 = 0.12n(B)$.

Как видно, верхняя граница первой области прямо зависит от параметра неидеальности n . Это значит, что на протяженность линейного участка (вторая область) сильно влияет значение n . Однако более серьезное ограничение линейного участка связано с третьей областью. В этой области нелинейность $\ln I(U)$ вызвана последовательным сопротивлением. Нижняя граница этой области задается напряжением U_2 , которое связано с относительной ошибкой ϵ из-за нелинейности $\ln I(U)$ выражением

$$U_2 = \frac{n}{\beta} \ln \left[1 + \frac{n}{\beta R_s I_0} \ln(1 + \epsilon) \right]. \quad (17)$$

Полагая $\epsilon = 0.01$, при $T = 300K$ находим $U_2 = 0.026n \ln(1 + 2.6 \cdot 10^{-4} n / R_s I_0) (B)$. Здесь $R_s I_0$ тоже выражается в вольтах.

Для типичных I_0 и n случае выпрямительного диода с высоким последовательным сопротивлением может выполняться соотношение $U_2 < U_1$. Это происходит, когда $R_s I_0 > \frac{n^2}{\beta} \ln(1 + \epsilon)$, что при $\epsilon = 0.01$ и $T = 300K$ дает $R_s I_0 > 2.6 \cdot 10^{-6} (B)$.

Авторы [7] модифицировали функцию Норде и определяли ее как

$$F(U) = U - U_a \ln \left(\frac{I}{I_a} \right), \quad (18)$$

где U_a произвольно заданная величина напряжения, а I_a , например, равно 1 А. Используя (4) при $\beta(U - IR_n) \gg 1$, получаем

$$F(U) = U \left(1 - \frac{\beta U_a}{n} \right) - U_a \ln \left(\frac{I_0}{I_a} \right) + \frac{\beta U_a}{n} I R_n. \quad (19)$$

Отсюда видно, что при достаточно низких напряжениях первый член доминирует, но при возрастании U последний член приобретает большую значимость. Принимая это во внимание, найдем, что минимум $F(U)$ возможен, когда $1 - \frac{\beta U_a}{n} < 0$, т.е. при $U_a > \frac{n}{\beta}$. Проводя те же рассуждения, что и в [6], находим

$$I_a = \frac{U_a}{R_n} - \frac{n}{\beta R_n}. \quad (20)$$

Величина I_a зависит от U_a линейно. Линейное поведение $I_a(U_a)$ ограничивается некоторым интервалом значений U_a . Наклон зависимости $I_a(U_a)$ дает R_n , а n определяется по ее пересечению с осью токов ($U_a = 0$). Для большей точности определения R_n и n можно применить метод наименьших квадратов.

Другая модификация метода Норде предложена в работе [8], где используется тот же подход, что и в [6]. На основании (2) и (15) производная функции Норде вышесказанного в виде

$$\frac{dF}{dU} = \frac{1}{2} - \frac{1}{n} + \frac{R_n}{n} \cdot \frac{dI}{dU} = \frac{n - 2 + \beta I R_n}{2(n + \beta I R_n)}. \quad (21)$$

Пологая $\frac{dF}{dU} = 0$, находим

$$R_n = \frac{2 - n}{\beta I_a}, \quad (22)$$

$$\varphi_B = eF(U_0) + \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{2} \right) eU_0 - \left(\frac{2}{n} - 1 \right) \frac{e}{\beta}. \quad (23)$$

В эти формулы включен параметр нелинейности $n < 2$. При $n=1$ (22) и (23) сводятся к (13) и (14) соответственно.

Авторы [8] определяют n , измеряя вольт-амперную характеристику и строя зависимость $F(U)$ для двух равных температур (рис. 4, 5 и 6). Можно написать

$$R_{ni} = \frac{2 - n}{\beta_i I_{ai}}, \quad (24)$$

$$\varphi_B = eF(U_{0i}) + \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{\beta_i}\right) eU_{0i} - \left(\frac{2}{n} - 1\right) \frac{e}{\beta_i} \quad (25)$$

где $R_{\beta i}, \beta_i, I_{\beta i}$ и U_{0i} ($i = 1, 2$) соответствуют температурам T_1 и T_2 . Решая систему этих уравнений, получаем

$$n = 2 \frac{2k\Delta T - e\Delta U}{2e\Delta F + k\Delta T - e\Delta U} \quad (26)$$

$$R_{\beta} = \frac{4kT_1\Delta F}{I_{\beta i}(2e\Delta F + 2k\Delta T - e\Delta U)} \quad (27)$$

Здесь обозначено $\Delta T = T_1 - T_2$, $\Delta U = U_{01} - U_{02}$ и $\Delta F = F(U_{01}) - F(U_{02})$.

Для этой модификации необходимо, чтобы было $n \leq 2$. При этом полагается, что φ_B почти не зависит от T . В противном случае результаты трудно интерпретировать. Поэтому в работе [9] введена модифицированная функция Норде в виде

$$F(U, \gamma) = \frac{U}{T} - \frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{I}{\beta AT^2} \right) \quad (28)$$

Все рассуждения о поведении функции F и существовании минимума справедливы и для этой модификации. Имеем

$$\frac{dF(U, \gamma)}{dU} = \frac{n - \gamma + \beta I R_{\beta}}{\gamma(n + \beta I R_{\beta})} \quad (29)$$

откуда находится

$$R_{\beta} = \frac{\gamma - n}{\beta I} \quad (30)$$

Проблема определения параметра n решается подобно предыдущей модификации - строится вольт-амперная характеристика и функция $F(U, \gamma)$ для двух значений $\gamma = \gamma_i$ ($i = 1, 2$), таких, что $\gamma_i > n$. Тогда имеем

$$\varphi_B = eF(U_{0i}, \gamma) + \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{\gamma_i}\right) eU_{0i} - e \frac{\gamma_i - n}{n\beta} \quad (31)$$

$$R_{\beta} = \frac{\gamma_i - n}{\beta I_{\beta i}} \quad (32)$$

Решая систему этих уравнений, получаем

$$n = \frac{U_{01} - U_{02} + \frac{\gamma_2 - \gamma_1}{\beta}}{F(U_{02}, \gamma_2) - F(U_{01}, \gamma_1) - \frac{U_{02}}{\gamma_2} + \frac{U_{01}}{\gamma_1}} \quad (33)$$

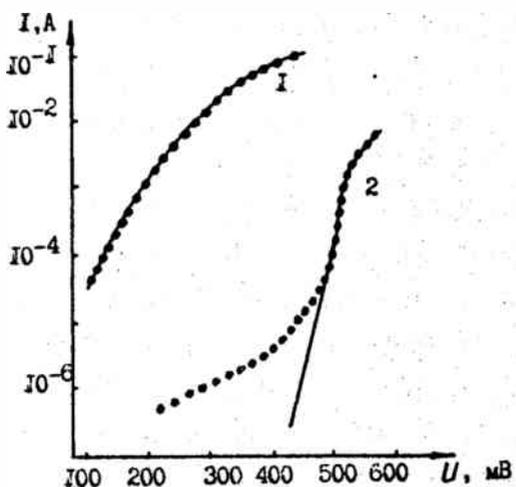


Рис.4. Экспериментальные (точки) и рассчитанные (кривые) вольт-амперные характеристики для диода $Mo - Si$ при $T = 297(1)$ и 129 К (2) [8]

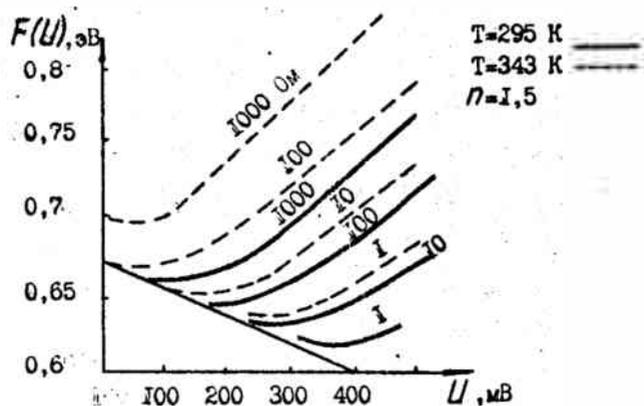


Рис.5. Функция $F(U)$, рассчитанная для $\varphi_s = 0.67$ эВ, $n = 1.5$, $s = 3.14 \cdot 10^{-3}$ см², $A = 120$ А/см²·К² и $T = 295$ (сплошные кривые) и 343 К (штриховые кривые). Цифры на кривых - значения R_a (Ом) [8]

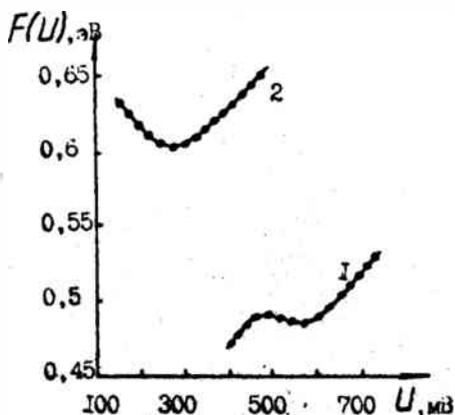


Рис.6. Графики $F(U)$ для диода $Mo - Si$ при $T = 297(1)$ и 129 К (2) [8]

или

$$n = \frac{\gamma_1 I_{s2} - \gamma_2 I_{s1}}{I_{s2} - I_{s1}}. \quad (34)$$

В работе [10] использовано (3) и (15) в виде

$$U = s_j R_n + \frac{n\varphi_B}{e} + \frac{nkT}{e} \ln \left(\frac{j}{AI^2} \right). \quad (35)$$

Если ввести функцию

$$H(j) = U - \frac{nkT}{e} \ln \left(\frac{j}{AI^2} \right), \quad (36)$$

то из (35) следует

$$H(j) = s_j R_n + n\varphi_B/e. \quad (37)$$

Зависимость $H(j)$ должна быть прямой с наклоном sR_n и пересечением оси ординат ($j = 0$) в точке $n\varphi_B/e$.

Следующая модификация практически тоже построена в духе метода Норде. Автор [11] использует формулы термоэлектронной эмиссии в приближении $U_s = U - IR_n > \frac{kT}{e}$ и определяет малосигнальную проводимость $G = \frac{dI}{dU}$. Тогда можно выделить такие зависимости:

$$\frac{G}{I} = \frac{e}{nkT} (1 - GR_n), \quad (38)$$

$$\frac{1}{G} = \frac{nkT}{eI} + R_n, \quad (39)$$

$$\frac{dU}{dInI} = \frac{I}{G} = IR_n + \frac{nkT}{e}. \quad (40)$$

По уравнениям (38), (39) и (40) строятся характеристики $\frac{G}{I} - G, \frac{1}{G} - \frac{1}{I} \cdot \frac{I}{G} - I$, которые дают возможность определить R_n и n . Величину G можно найти из анализа вольт-амперной характеристики, например, строя график $I(U)$ в полудюгарифмическом масштабе или измерив с помощью генератора переменного напряжения пиковых частот амплитуду δU и используя встроенный усилитель для выделения переменного тока δI той же частоты ($G = \frac{\delta I}{\delta U}$). Однако следует опасаться, что G может зависеть от частоты. Одно из объяснений этому - поверхностные состояния на границе раздела металл - полупроводник. По указанным характеристикам определяются R_n и n . Хотя из второй характеристики (39) величины определяются с невысокой точностью, в целом метод способен обеспечивать точность 1%.

Еще одна модификация предложена в работе [12]. Суть ее сводится к введению функции

$$F(I) = U - R_0 I, \quad (41)$$

где R_0 - подбираемый параметр. Из рис.7 видно, что функция $F(I)$ достигает максимума для одного из значений тока I_m при R_0 , выбранном так, что $F(I)$ имеет точку пересечения с вольт-амперной характеристикой диода. Точка пересечения A будет существовать, если выполняется условие $R_{d0} > R_0 > R_n$, где R_{d0} - дифференциальное сопротивление диода при стремлении тока к нулю:

$$R_{d0} = R_n + \frac{n}{\beta I_0}. \quad (42)$$

Для напряжений, при которых $\beta(U - IR_n)/n \geq 3$, получаем $\ln(I/I_0) \approx \beta(U - IR_n)/n$ и

$$F(I) = \frac{n}{\beta} \ln\left(\frac{I}{I_0}\right) + (R_n - R_0)I. \quad (43)$$

Здесь нет проблем с токами утечки, которые не учитываются в модели, соответствующей формуле (15). Максимум $F(I)$ получается из условия $\frac{dF}{dI} = \frac{n}{\beta I} + R_n - R_0 = 0$, а ток, соответствующий этому максимуму, равен

$$I_m = \frac{n/\beta}{R_0 - R_n}. \quad (44)$$

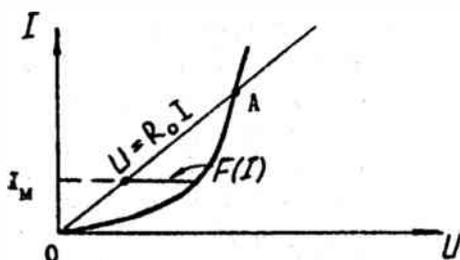


Рис.7. Определение $F(I)$ по пересечению вольт-амперной характеристики $I(U)$ с прямой $U = IR_0$

Используя два различных значения R_0 , можно получить параметры R_x и n :

$$R_x = \frac{R_{01}I_{m2} - R_{01}I_{m1}}{I_{m2} - I_{m1}}, \quad (45)$$

$$n = \beta I_{m1} I_{m2} \frac{R_{01} - R_{02}}{I_{m2} - I_{m1}}. \quad (46)$$

Зная n и R_x , легко найти по $F(I_m) = \frac{n}{\beta} \ln\left(\frac{I_m}{sAT^2}\right) + \frac{nI_m}{s} - \frac{n}{\beta}$ высоту барьера:

$$\varphi_B = \frac{eF(I_m)}{n} + \frac{e}{\beta} \left(1 - \ln\left(\frac{I_m}{sAT^2}\right)\right). \quad (47)$$

Данный подход, в отличие от метода Норде, не требует вычисления логарифмов, что упрощает процедуру расчета параметров.

Дифференциальные методики определения параметров диодов

Дифференциальные методы определения параметров диодов основаны на измерениях на постоянном токе с введением модуляционного сигнала. Суть методики применительно к лазерным диодам подробно обсуждается в работах [13-15]. Вольт-амперная характеристика лазерного диода описывается выражением (15), где U_k задается формулой (3). Дифференцирование U по I даст

$$\frac{dU}{dI} = \frac{nkT}{eI} + R_x, \quad (48)$$

$$\frac{d^2U}{dI^2} = -\frac{nkT}{eI^2}. \quad (49)$$

Удобно (48) и (49) переписать в явном виде:

$$I \frac{dU}{dI} = IR_x + \frac{nkT}{e}, \quad (50)$$

$$I^2 \frac{d^2 U}{dI^2} = -\frac{nkT}{e}. \quad (51)$$

Очевидно, параметры диода целесообразно получать прямо по измерениям $I \frac{dU}{dI}$ и $I^2 \frac{d^2 U}{dI^2}$, а не синтезировать эти значения из описанных характеристик.

Идея метода заключается в модуляции тока диода, причем с постоянной глубиной модуляции $m = \frac{\Delta I}{I}$, а не с постоянной амплитудой модуляции ΔI . Ток, текущий через лазерный диод, подчиняется закону

$$I(\Omega) = I + \Delta I \cos(\Omega t). \quad (52)$$

Разложение в ряд Тейлора модулированного со-временем t напряжения, соответствующего протекающему току (52), дает члены, относящиеся к первой (Ω) и второй (2Ω) гармоникам:

$$\begin{aligned} U &= U(I) + \frac{dU}{dI} \Delta I \cos(\Omega t) + \frac{1}{2} \frac{d^2 U}{dI^2} (\Delta I)^2 \cos^2(\Omega t) + \dots = \\ &= U(I) + \frac{1}{4} m^2 I^2 \frac{d^2 U}{dI^2} + m I \frac{dU}{dI} \cos(\Omega t) + \frac{1}{4} m^2 I^2 \frac{d^2 U}{dI^2} \cos(2\Omega t). \end{aligned} \quad (53)$$

Таким образом, сигнал, выделяемый фазовым детектором на частотах Ω и 2Ω , равен

$$U(\Omega) = m I \frac{dU}{dI}, \quad (54)$$

$$U(2\Omega) = \frac{1}{4} m^2 I^2 \frac{d^2 U}{dI^2}. \quad (55)$$

Если, в соответствии с формулами (50) и (51), построить зависимости экспериментальных данных $U(\Omega) - I$ и $U(2\Omega) - I$, то из первого графика по наклону прямой можно определить R_n и по пересечению с осью ординат ($I = 0$) найти $\frac{nkT}{e}$, а из второго - $\frac{nkT}{e}$ по прямой, параллельной оси токов.

С помощью дифференциальных методов можно находить также пороговый ток лазерного диода I_n [14]. На пороге генерации проведение $I \frac{dU}{dI}$ скачкообразно уменьшается от значения $I R_n + \frac{nkT}{e}$ до значения $I R_n$, а ватем продолжает возрастать с ростом тока I с наклоном, равным R_n . Это обусловлено тем, что по достижении порога генерации, характерного током I_n , напряжение на $p - n$ переходе в идеализированной модели лазера стабилизируется, несмотря на продолжающийся рост тока.

Зависимость $I^2 \frac{d^2 U}{dI^2}$ от I позволяет также более точно установить точки, характерные для развития процессов оптического и электрического насыщения. Пик этой зависимости соответствует стабилизации паде-

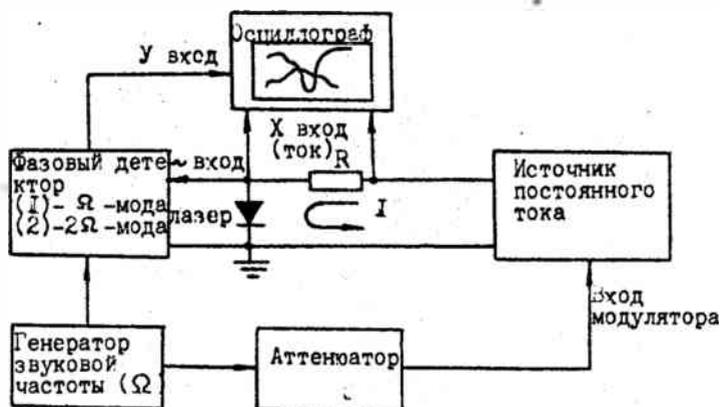


Рис.8. Упрощенная структурная схема измерения дифференциальных зависимостей $I \frac{dU}{dI} - I$ и $I^2 \frac{d^2U}{dI^2} - I$ для лазерных диодов

ния напряжения на $p-n$ -переходе, обусловленной началом генерации. По положению этого пика определяется I_n .

На рис.8 представлена блок-схема установки для изучения зависимостей $I \frac{dU}{dI} - I$ и $I^2 \frac{d^2U}{dI^2} - I$ для $(Al, Ga)As$ ДГС-лазера. Отдельные вопросы, касающиеся особенностей дифференциальных характеристик лазерных диодов, обсуждаются в работах [16-18].

Преимущества и недостатки методов

Описанные методики определения электрофизических параметров диодов обладают следующими достоинствами:

а) Быстрое определение важных параметров (R_n, n) посредством снятия одной вольт-амперной характеристики. Причем, если удастся оценить, в какой области характеристики будет экстремум используемой функции, то измерения в других областях не требуются. Поэтому метод Норде можно считать достаточно хорошим экспресс-методом определения электрофизических параметров.

б) Анализ характеристик производится в средней области напряжений. При этом отсутствует нагрев и эффекты высокой инжекции, а также исключается роль шунтирующих токов.

К недостаткам рассмотренных методов относятся следующие:

а) Еще в работе [6] отмечалось, что минимум функции $F(U)$ может быть вызван не только последовательным сопротивлением. Источником минимума $F(U)$ может служить неомичность невыпрямляющего контакта. Если МП-контакт смещен в прямом направлении, то неомический контакт - в обратном. Даже если барьер на этом контакте мал, его неомичность сильно влияет на протекающий ток. Действительно, для характеристики структуры с двумя неомическими контактами (1 и 2) (предполагая, для простоты, что последовательное сопротивление равно нулю и $n = 1$) получаем выражение

$$I = \frac{I_{01}I_{02}}{I_{02} + I_{01}\exp\left(\frac{eU}{kT}\right)} \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right], \quad (56)$$

где I_{01} и I_{02} - токи насыщения в контактах 1 и 2. Вводя значения высоты барьера на контактах φ_1 и φ_2 , получаем

$$I = sAT^2 \frac{\exp\left(-\frac{\varphi_1 + \varphi_2}{kT}\right)}{\exp\left(-\frac{\varphi_2}{kT}\right) + \exp\left(-\frac{\varphi_1 - eU}{kT}\right)} \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (57)$$

Предполагая далее, что $U \gg kT/e$, и используя (2), приходим к функции Норде в виде

$$F(U) = \frac{\varphi_1}{e} - \frac{U}{2} + \frac{kT}{e} \ln \left(1 + \exp\left(\frac{eU - \varphi_1 + \varphi_2}{kT}\right) \right). \quad (58)$$

Очевидно, наименьшее значение этой функции соответствует

$$U_0 = \frac{\varphi_1}{e} - \frac{\varphi_2}{e}. \quad (59)$$

Таким образом, возникает неопределенность в определении высоты потенциального барьера на МП-контакте.

б) Необходимо точно находить минимум функции $F(U)$, иначе ошибки в определении сопротивления будут превышать ошибки определения напряжения U_0 в 5-7 раз. Проиллюстрируем это на примере. Пусть из-за неточного определения минимум функции $F(U)$ приходится на напряжения U_0 и U_0^* . Им соответствуют на характеристике токи I_0 и I_0^* . Тогда значения сопротивления, которые определяются по формуле (13),

будут равны $R_s = \frac{kT}{eI_s}$ и $R' = \frac{kT}{eI'_s}$ и, следовательно,

$$\Delta I_s = I_s - I'_s = \frac{kT}{e} \left(\frac{1}{R_s} - \frac{1}{R'_s} \right) \approx -\frac{kT}{e} \cdot \frac{\Delta R_s}{R_s^2} \quad (60)$$

Так как $F(U_0) \approx F(U'_0)$, то из (12) имеем

$$\frac{\Delta U_0}{2} = \frac{kT}{e} \ln \frac{I_s}{I'_s} = \frac{kT}{e} \ln \frac{I'_s + \Delta I_s}{I'_s} \approx \frac{kT}{e} \cdot \frac{\Delta I_s}{I'_s} \quad (61)$$

Отсюда находится $\epsilon_0 = \frac{\Delta U_0}{U_0}$ - относительная ошибка определения напряжения. Для нее выполняется соотношение

$$\frac{1}{2} \frac{\epsilon}{kT} U_0 \epsilon_0 = -\epsilon_R, \quad (62)$$

где $\epsilon_R = \frac{\Delta R_s}{R_s}$ - относительная ошибка определения сопротивления. Полагая $\frac{kT}{e} \approx 40 \text{ В}^{-1}$, $U_0 \approx 0.25 \text{ В}$ и $\epsilon_0 = 1 \div 6 \%$, из (62) получаем $\epsilon_R = 5 \div 36 \%$, что превышает ϵ_0 в 5-6 раз.

В работе [19] показано также, что точность метода Норде падает, если заметным становится избыточный генерационно-рекомбинационный ток, или высота барьера зависит от приложенного напряжения. Оба эти фактора искажают вид функции $F(U)$ в области минимума.

Структура и электрофизические параметры выпрямительных диодов представлены в табл.1. Как видно, методика определения электрофизических параметров МП-структур на основе функций Норде апробирована главным образом для кремниевых диодов.

Модификация метода Норде для непрерывно излучающих инжекционных гетероструктур

Ниже рассматривается возможность применения метода Норде для определения электрофизических параметров инжекционных гетероперодов. Экспериментальные вольт-амперные характеристики снимались на установке, схема которой представлена на рис.9.

В качестве источника питания выбран ТЭС-13 с диапазоном изменения напряжения 0-50 В и тока 0-1 А, включены также амперметр М-253 с внутренним сопротивлением 20 Ом, вольтметр В7-27 с внутренним сопротивлением 10 МОм, сопротивление $R = 6.7 \text{ кОм}$ используется для изменения наклона нагрузочной прямой, диод VD2 предохраняет лазерный диод VD1 от обратных смещений. Структура диода VD1 показана на рис.10.

Таблица 1. Структура и электрофизические параметры выпрямительных диодов

Структура диодов, условия измерения	Параметры	Литература
$Ni - Si$ n - тип, $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ $s = 7.85 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$ $T = 294 \text{ K}$ $\gamma_n = 2.0 \div 2.6$	$\varphi_B = 0.593 \div 0.604 \text{ эВ}$ $R_x = 3.0 \div 3.2 \text{ Ом}$ $n = 1.20 \div 1.23$	[9]
$Au - n - Si$ $PtSi - n - Si$ $Pd_2Si - n - Si$	$R_x = 4.4 \text{ кОм}$, $\varphi_B = 0.81 \text{ эВ}$ $R_x = 580 \text{ Ом}$, $\varphi_B = 0.84 \text{ эВ}$ $R_x = 107 \text{ Ом}$, $\varphi_B = 0.75 \text{ эВ}$	[6]
$Mo - n - Si$ ориентация подложки (111) $A = 264 \text{ А/см}^2 \cdot \text{K}^2$ $T_1 = 297 \text{ K}, T_2 = 129 \text{ K}$	$\varphi_B = 0.68 \text{ эВ}$ $n = 1.12$ $R_{x1} = 3.3 \text{ Ом}$, $R_{x2} = 11.7 \text{ Ом}$	[8]
$Tb - p - Si$ $Ru - n - Si$ $PtSi - n - Si$	$\varphi_B = 0.666 \text{ эВ}$, $R = 120 \text{ Ом}$ $\varphi_B = 0.771 \text{ эВ}$, $R_x = 2.6 \text{ Ом}$ $\varphi_B = 0.850 \text{ эВ}$, $R_x = 11.7 \text{ Ом}$	[20]
$Ni_{30}W_{64} - n - Si$ ориентация подложки (100) $A = 112 \text{ А/см}^2 \cdot \text{K}^2$ $s = 1.97 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$ $T = 293 \text{ K}$	$n = 1.05$ $\varphi_B = 0.63 \text{ эВ}$ $R_x = 58.3 \text{ Ом}$	[21]
$P_3Si - \alpha - Si : H$ $I_{01} = 1.9 \cdot 10^{-8} \text{ А}$ $I_{02} = 0.5 \cdot 10^{-8} \text{ А}$	$n_1 = 2.33$ $R_{x1} = 43 \text{ кОм}$ $n_2 = 1.77$, $R_{x2} = 87 \text{ кОм}$	[7]
$PtSi - Si$ шунтирующее сопротивление 191 кОм	$\varphi_B = 0.830 \text{ эВ}$, $n = 1.08$ $R_x = 120 \text{ Ом}$	[11]

Структура диодов, условия измерений	Параметры	Литература
<i>W - GaAs</i> различные температуры отжига контакта 100 - 700°C	$n = 1.12 \div 1.4$ $R_s = 4.3 \div 161.5 \text{ Ом}$ $\varphi_B = 0.56 \div 0.63 \text{ вВ}$	[10]
<i>ITO - Si</i> солнечное освещение при нулевой воздушной массе (AM0, 140 мВт/см ²) $T = 303.9 \text{ K}$ $R_{01} = 1.10 \text{ Ом}$ $R_{02} = 2.40 \text{ Ом}$	$R_s = 0.31 \text{ Ом}$ $n = 1.36$	[12]
<i>ITO - a - Si : H</i> <i>Pd - a - Si : H</i>	$\varphi_B = 0.80 \text{ вВ}$ $\varphi_B = 0.97 \text{ вВ}$	[22]
<i>Ir - n - Si</i> $T = 300 \div 377 \text{ K}$	$\varphi_B = 0.79 \div 0.92 \text{ вВ}$	[23]

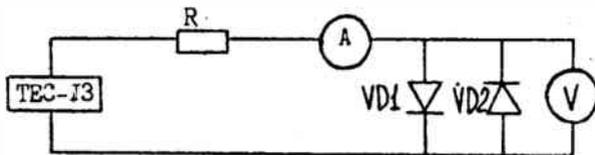


Рис.9. Схема экспериментальной установки
полосковый омический контакт



SiO_2
 $p^+ - \text{GaAs}(\text{Ge}, 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3})$
 $p - \text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}(\text{Ge}, 1 \div 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3})$
 $p - \text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}(\text{Si}, 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3})$
 $n - \text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}(\text{Te}, 0,5 \div 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3})$
 $n - \text{GaAs}(\text{Te}, 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3})$
 омический контакт

Рис.10. Структура лазерного диода 32ДЛ-103

При анализе результатов измерений использована модификация метода, описанная в [7]. Функция Норде берется в виде

$$F(U) = \frac{U}{\beta} - U_s \ln(U/I_s), \quad (63)$$

где $I_s = 5 \cdot 10^{-6}$ А. Такой вид удобен тем, что не требует информации о токе насыщения. Проводимость по напряжению

$$\frac{dF}{dU} = \frac{\beta I R_s + n - 2\beta U_s}{2(\beta I R_s + n)} \quad (64)$$

позволяет найти ток в минимуме функции

$$I_s = \frac{1}{R_s} \left(2U_s - \frac{n}{\beta} \right). \quad (65)$$

Построив график $I_s(U_s)$, по наклону получаемой прямой находим R_s , а по отрезку, отсекаемому на оси ординат ($U_s = 0$), находим n .

Так как U_s является произвольно выбираемым параметром, то его надо подбирать экспериментально так, чтобы напряжение U_s , соответствующее I_s , при изменении U_s находилось в области измерений U . В нашем случае $U_s = 0.023 \div 0.031$ В.

Численные значения, полученные по анализу зависимости $I_s(U_s)$, составляют $R_s = 43$ Ом, $n = 1.7$. Иогйбы на графиках, приведенных на рис.11, 12 и 13, можно объяснить низкой точностью измерительных приборов, используемых в эксперименте.

Из анализа обратной проводимости $\frac{1}{\sigma(\lambda)}$ (рис.14) получены следующие значения сопротивления R_s и параметра n : $R_s = 74$ Ом, $n = 1.4$. Так как здесь используются обратные величины тока и проводимости, то, как отмечено в работе [11], данный метод содержит ошибку порядка 70%, что вкуде с погрешностью приборов может сильно отразиться на точности определения параметров.

Параметры определялись также по функции $F(I)$. По данным рис.15 и 16 получаем $R_s = 110$ Ом, $n = 1.3$. Эти значения близки к величинам, найденным по функции $F(U)$. Однако значения R_s , в целом, явно завышены. Поэтому необходимо проведение детальных исследований в данном направлении.

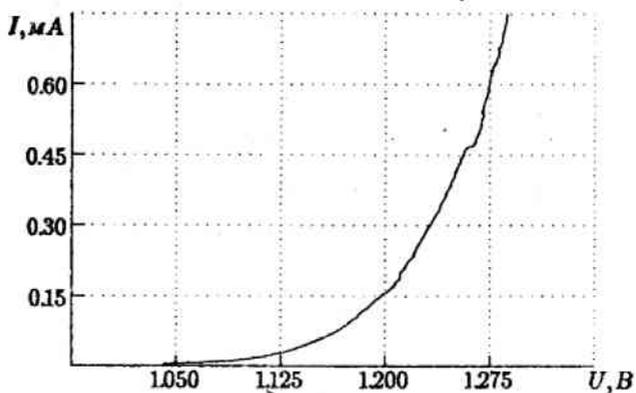


Рис.11. Экспериментальная вольт-амперная характеристика диода 32ДЛ-103, $T = 300 \text{ K}$

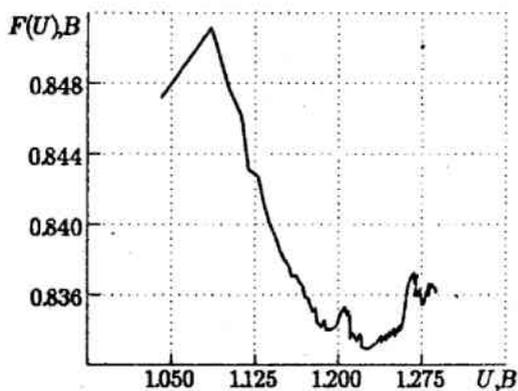


Рис.12. Функция Норде для диода 32ДЛ-103 при $U_a = 0.028 \text{ V}$ (формула(63)), $I_a = 5 \cdot 10^{-6} \text{ A}$

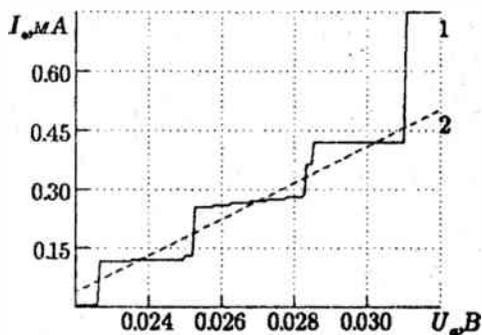


Рис.13. Зависимость $I_s(U_s)$ (1) и прямая (2), полученная методом наименьших квадратов, для диода 32ДЛ-103

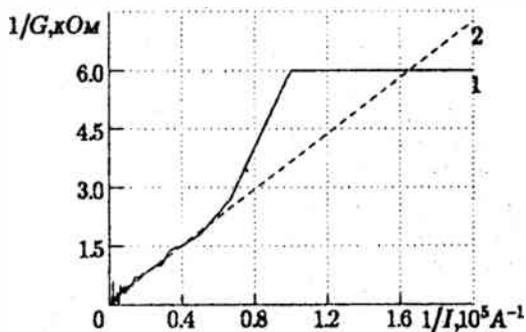


Рис.14. Зависимость $1/G(1/I)$ (формула(39)) (1) и прямая (2), полученная методом наименьших квадратов, для диода 32ДЛ-103

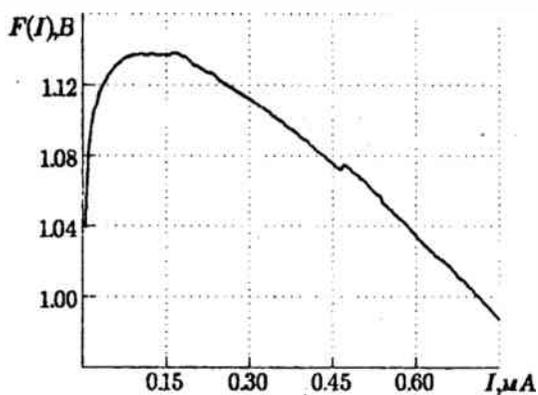


Рис.15. Функция $F(I)$ (формула(41)) для диода 32ДЛ-103: $R_0 = 0.4\text{кОм}$

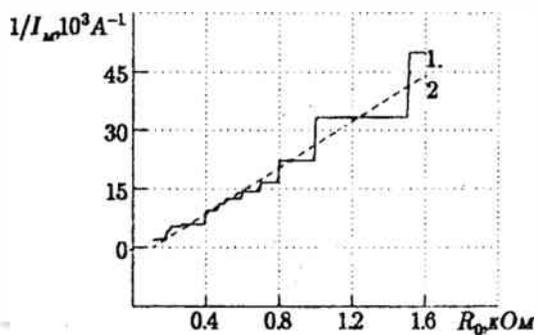


Рис.16. Зависимость $1/I_m(R_0)$ (формула(44)) (1) и прямая (2), полученная методом наименьших квадратов, для диода 32ДЛ-103

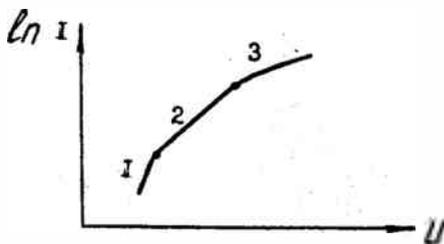


Рис.17. Общий вид вольт-амперной характеристики диода в масштабе $\ln I(U)$

Заключение

Следует отметить, что не известны методы, дающие возможность проверить правильность результатов определения последовательного сопротивления R_s и параметра неидеальности n . Однако сравнению экспериментальных данных может помочь исследование механизмов протекания тока. Если характеристика диода описывается формулой (15), то можно говорить о применимости метода Норде к полупроводниковым получающим структурам.

Многие авторы, использующие метод Норде, сходятся во мнении, что, используя этот метод, невозможно определить механизм протекания тока. Поэтому при исследовании любой полупроводниковой структуры для анализа применимости данного метода и его модификаций необходимо проанализировать вольт-амперную характеристику или зависимость $\ln I(U)$. Как показано в [7], построенная функция Норде будет иметь физический смысл, если график $\ln I(U)$ будет выглядеть подобно рис. 17. Область 1 - это интервал напряжений, в котором доминирующую роль играют шунтирующие токи, область 2 - экспоненциальный участок характеристики, область 3 - интервал напряжений, в котором линейность зависимости $\ln I(U)$ искажается в результате падения напряжения на последовательном сопротивлении.

Если вольт-амперная характеристика экспоненциальна, то возможно определение R_s и некоторого параметра B , который входит в формулу $j = j_0 \exp(BU)$. Только исследование зависимостей от температуры и других параметров дает результаты, по которым прямо или косвенно можно судить о доминирующем компоненте тока. Однако применимость метода Норде не страшает от ошибок определения параметров, связанных с изменением механизма протекания тока. К этим ошибкам могут прибавиться погрешности определения минимума, о которых упоминалось выше. Поэтому при проведении эксперимента следует оценить заранее точность

результатов.

Тем не менее, хотя этот метод или любую из его известных модификаций нельзя прямо применять для некоторых полупроводниковых излучающих структур, сама идея формирования функции с минимумом в определенной области смещений представляет несомненный интерес. Если механизм протекания тока в структуре известен, то такую функцию не сложно сформировать.

Настоящая работа была частично поддержана Международной Соросовской Программой образования в области точных наук.

Литература

- 1.Зн С.М. Физика полупроводниковых приборов.-М.: Энергия, 1973.-656с.
- 2.Стриха В.И. Теоретические основы работы контакта металл-полупроводник.- Киев: Наукова думка, 1974.-264с.
- 3.Родерик Э.Х. Контакты металл-полупроводник.-М.: Радио и связь, 1982. -208с.
- 4.Валеев К.А., Пашинцев Ю.И., Петров Г.В. Применение контакта металл-полупроводник в электронике.-М.: Радио и связь, 1981.-304с.
- 5.Коновченко В.К. Высота барьера и структура контакта металл-полупроводник. Минск, 1985 (Препринт/ Ин-т физики АН БССР:376). -38с.
- 6.Norde H. A modified forward $I - V$ plot for Schottky diodes with high series resistance // J.Appl.Phys. - 1979. - V.50, N#7. - P.5052-5053.
- 7.Cibils R.M., Buitrago R.H. Forward $I - V$ plot for nonideal Schottky diodes with high series resistance // J.Appl.Phys.- 1985. -V.58, N#2. -P.1075-1077.
- 8.Sato K., Yasumura Y. Study of forward $I - V$ plot for Schottky diodes with high series resistance // J.Appl.Phys.- 1985. -V.58, N#9. -P.3655-3657.
- 9.Bohlin K.E. Generalized Norde plot including determination of the ideality factor // J.Appl.Phys.- 1986. -V.60, N#3. -P.1223-1224.
- 10.Cheung S.K., Cheung N.W. Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics // Appl. Phys. Lett. -1986.- V.49, N#2. -P.85-87.
- 11.Werner J.H Schottky barrier and pn-junction I/V plots- small signal evaluation // Appl.Phys.A.-1988.- V.47, N#3.- P.291-300.
- 12.Schottky diode: Comments concerning the diode parameters determination from the forward $I - V$ plot /J.-C. Manificier, N. Brortryb, R. Ardebili, J.-P. Charles // J.Appl.Phys.-1988.-V.64, N#5. -P.2502-2504.
- 13.Dixon R.W. Derivative measurements of light - current - voltage

characteristics of $(Al, Ga)As$ double-heterostructure lasers // Bell Syst. Tech. J.-1976. -V.55, N#7. - P.973-980.

14. Barnes P.A., T.L. Paoli Derivative measurements of the current - voltage characteristics of double-heterostructure injection lasers // IEEE J. Quantum Electron. -1976. -V. QE-12, N#10. - P.633-639.

15. Пушин И.Б., Шейнман М.К., Шерварлы Г.К. Определение важнейших параметров непрерывных инжекционных гетеролазеров по анализу их электрофизических характеристик // ЭТ. Сер.11. Лазерная техника и оптоэлектроника. - 1991. - Вып.1. - С.3-16.

16. Особенности ватт-амперных характеристик гетеролазеров с полосковым контактом/ А.И.Бойкачев, В.П.Грибковский, В.К.Кононенко и др. // Квантовая электроника. -1979. -Т.6, N#5. -С.972-978.

17. Елисеев П.Г., Охотников О.Г., Пах Г.Т. Свойства планарных полосковых гетеролазеров. II. Анализ электрических характеристик // Квантовая электроника. -1980. -Т.7, N#8. -С.1670-1676.

18. Исследование планарных полосковых гетеролазеров на основе $AlGaAs - GaAs$ / П.Г.Елисеев, О.Г.Охотников, Г.Т.Пах, Ву Ван Лык // Труды ФИАН.-1983.- Г.141. Инжекционные лазеры. -С.89-117.

19. McLean A.B. Limitations to the Norde $I - V$ plot // Semicond. Sci.Technol. - 1986. - V.1, N#3. -P.177-179.

20. A self consistent approach to IV - measurements on rectifying metal - semiconductor contacts/D.Donoval, J.de Sousa Pires, P.A.Tove, R.Harman // Solid-State Electron.- 1989. -V.32, N#11. - P.961-964.

21. Lien C.-D., So F.C.T., Nicolet M.-A. An improved forward $I - V$ method for nonideal Schottky diodes with high series resistance // IEEE Trans. Electron Dev. 1984. - V. ED-31, N#10. -P.1502-1503.

22. Brutscher N., Hobeisel M. Schottky diodes with high series resistance: a simple method of determining the barrier heights // Solid-State Electron. -1988.- V.31, N#1. -P.87-89.

23. Schottky rectifiers on silicon using high barriers/L.Stolt, K.Bohlin, P.A.Tove, H.Norde // Solid-State Electron.-1983. -V.26, N#4 -P.295-297.

СПЕКТРАЛЬНО - ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ НА ДВУХСТОРОННЕЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ

Сведения по поляризации излучения инжекционных лазеров позволяют получить дополнительную информацию о структуре примесных центров и дефектов, механизме протекания тока и рекомбинации в полупроводниках [1], а также представляют интерес в связи с широким применением оптических методов записи, хранения, обработки и передачи информации с использованием лазерного излучения [2].

Изменение поляризационных и пространственных характеристик в процессе работы получателя может привести к негативным последствиям (ухудшению эффективности ввода излучения в волновод, росту потерь, паразитной модуляции сигнала), которых стараются избежать [3].

Лазеры на пороге генерации могут работать на одной или двух продольных модах с шириной спектра $\sim 1\text{Å}$. Однако в режиме развитой генерации при значительных превышениях тока инжекции над пороговым значением лазер работает в многомодовом режиме с шириной спектра $\sim 10 - 40\text{Å}$. Каждая мода имеет свой коэффициент усиления, коэффициент потерь, которые зависят от тока, давления, температуры и в связи с этим могут быть по-разному поляризованы. Поэтому исследование спектрально-поляризационных характеристик является актуальной проблемой.

Для исследования поляризации излучения инжекционных лазеров разработана установка, структурная схема которой представлена на рис.1.

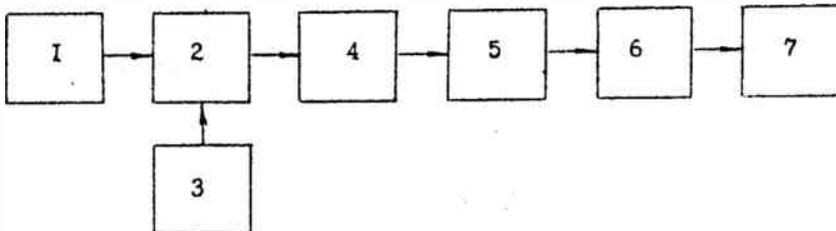


Рис. 1. Структурная схема установки для исследования поляризации излучения инжекционных лазеров в ближней зоне: 1 - генератор импульсов; 2 - усилитель - формирователь; 3 - источник питания; 4 - ла-

верный излучатель; 5 - оптическая система; 6 - регистрирующее устройство (ФЭУ); 7 - самописец.

Генератор импульсов 1 вместе с усилителем - формирователем 2 служит для накачки лазерного диода 3ДЛ101 (4). Излучение от диода поступает в оптическую систему 5, пройдя которую, регистрируется ФЭУ 6. Выходной сигнал выводится на самописец.

Накачка лазера осуществлялась короткими импульсами тока длительностью 30-40 нс с фронтами около 0,3 нс и частотой следования 30 кГц. Усилитель-формирователь (рис.2) использовался для согласования генератора импульсов Г5-48 с лазерным диодом. Уменьшение длительности фронта импульса осуществлялось за счет по каскадному его усиления с последующим ограничением.

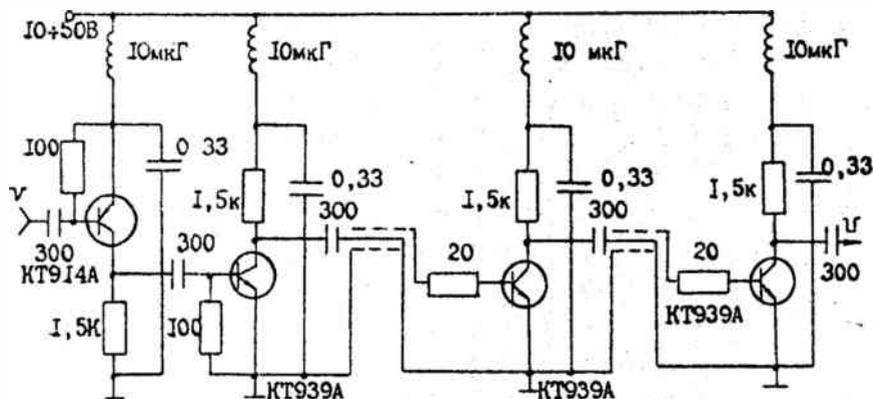


Рис. 2. Схема усилителя-формирователя для накачки гетеролазера.

Афокальная оптическая система, состоящая из двух объективов, формирует излучение инжекционного лазера в параллельный пучок, в который помещается инфракрасный пленочный поляризатор ИПП-1. Затем в плоскости щелевой диафрагмы строится действительное увеличенное изображение излучающей поверхности инжекционного лазера.

Зондирование ближнего поля осуществлялось горизонтальным перемещением излучателя, а следовательно и увеличенного изображения светящегося $p-n$ перехода, относительно диафрагмы, установленной перед фотокатодом ФЭУ. Интегральный поток или часть излучения, выделенная регулируемой щелью, регистрируется ФЭУ с GaAs фотокатодом. Для увеличения чувствительности фотокатода и уменьшения собственных шумов ФЭУ помещался в криостат при температуре $t = -30^{\circ}\text{C}$.

Выходные импульсы ФЭУ, работающего в режиме счета фотонов, поступают на предварительный усилитель, который усиливает их и формирует в стандартные импульсы с заданными амплитудой и длительностью. Затем импульсы преобразуются в сигнал постоянного тока, уровень которого прямо пропорционален числу импульсов в секунду. Этот сигнал и воспроизводится на самописце.

Для изучения степени поляризации отдельных спектральных полос излучения использовался дифракционный спектрометр RAMALOG-4 в сочетании с формирующей изображением оптикой. Двойной монохроматор этого спектрометра относится к типу Черни-Тернера и предназначен для двойного диспергирования входного излучения. Спектральное разрешение такого спектрометра достигает величины 0.15 \AA .

Поток поляризованного излучения лазерного диода, прошедшего через поляризатор, зависит от взаимной ориентации плоскости поляризации излучения и плоскости пропускания поляризатора. Поэтому сигнал на выходе ФЭУ является функцией угла поворота поляризатора.

Степень поляризации определялась по формуле

$$P = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \cdot 100\%, \quad (1)$$

где I_{max} и I_{min} - максимальный и минимальный сигнал с ФЭУ, соответствующие максимуму и минимуму пропускания поляризатора.

В работе исследовались полупроводниковые инжекционные лазеры из $GaAlAs$ с двумя гетеропереходами типа 32ДЛ101Г, структурная схема которых изображена на рис. 3.

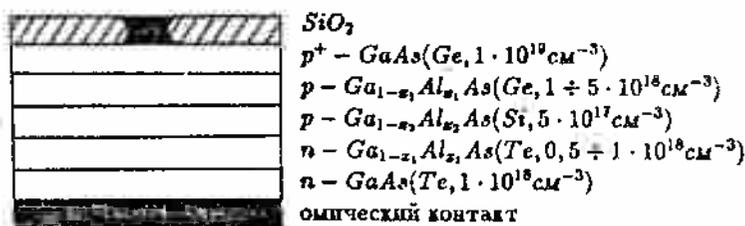


Рис. 3. Структурная схема гетеролазера типа 32ДЛ101Г.

Лазер представляет собой пятислойную гетероструктуру, полученную методом эпитаксиального наращивания ориентированных слоев из жидкой фазы на подложку из $GaAs$ n -типа.

Активная область гетеролазера толщиной 0,5 мкм по $GaAlAs$ p -типа с небольшим содержанием Al формировалась между широкозонными эмиттерами n и p типов по $Ga_{0,7}Al_{0,3}As$.

Ввиду одинакового содержания в эмиттерах алюминия, активный слой представлял собой симметричный диэлектрический волновод.

На p -эмиттер наращивался тонкий слой по $GaAs$ p^+ -типа, на который методом вакуумного напыления наносился полосковый омический контакт.

Пороговые токи исследуемых образцов определялись по зависимости интенсивности интегрального излучения диода от тока накачки путем аппроксимации линейного участка характеристики до пересечения с осью токов, как показано на рис. 4.

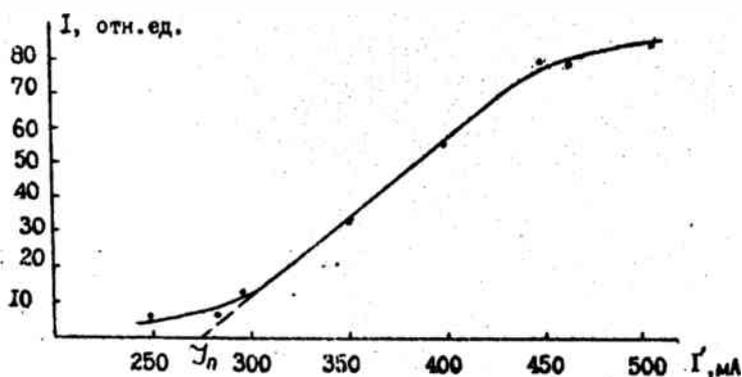


Рис. 4. Ватт-амперная характеристика гетеролазера (сигнал в интегральном потоке).

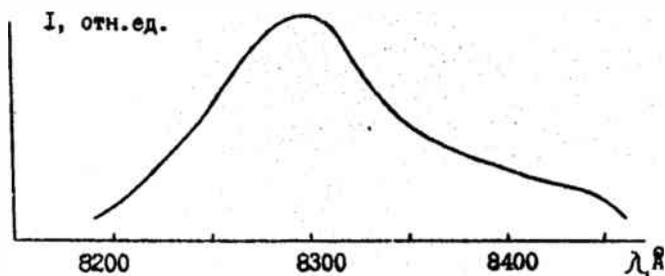


Рис. 5. Спектральная полоса спонтанного излучения инжекционного гетеролазера при токе накачки $I = 220$ мА.

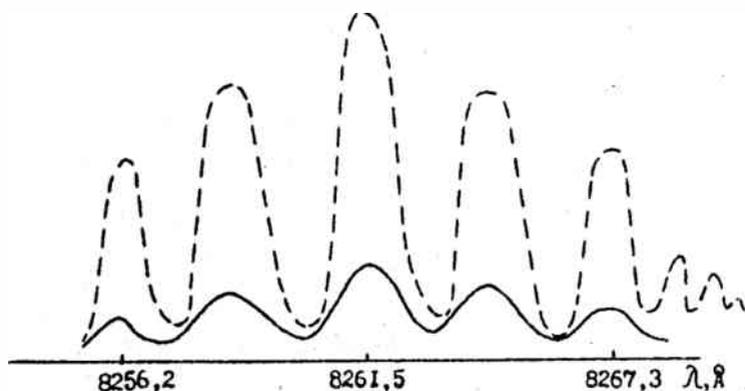


Рис. 6. Спектр генерации инжекционного гетеролазера:
 (- - - $I=275$ мА; — $I=280$ мА)

Пороговый ток, вычисленный таким образом, составлял около 270-280 мА. Более точно $I_{пор}$ можно определить, контролируя спектр излучения инжекционного гетеролазера в зависимости от тока накачки. На рис.5 показана форма спектральной полосы спонтанного излучения при токах, меньших $I'_{пор}$. Вследствие вынужденного излучения вблизи порога при большом разрешении спектрального прибора можно наблюдать структуру мод, вызываемых интерференцией в резонаторе Фабри-Перо. На пороге генерации интенсивность мод вблизи максимума спонтанной линии возрастает сверхлинейно, а генерация происходит на нескольких модах. По резкому сужению спектра излучения и значительному увеличению интенсивности излучения отдельных мод судят о достижении порога генерации (рис. 6). Определенный таким образом пороговый ток равен 280 мА. При превышении порога генерации гетеролазер работает в многомодовом режиме. Типичный спектр излучения гетеролазера при токе накачки 450 мА показан на рис. 7. На рис. 8 приведены результаты измерения степени поляризации излучения отдельных спектральных составляющих от тока накачки.

Установлено, что при токах накачки ниже порогового значения степень поляризации (P) оставалась примерно постоянной и равной 6 - 8 %. При этом величина P была практически одинакова во всем спектральном интервале излучения. Далее, по мере приближения тока к значению ($0.9 - 0.95 I'_{пор}$) величина P увеличивается и становится равной для центральных спектральных составляющих около 50-60 %, а для крайних 10-20 -

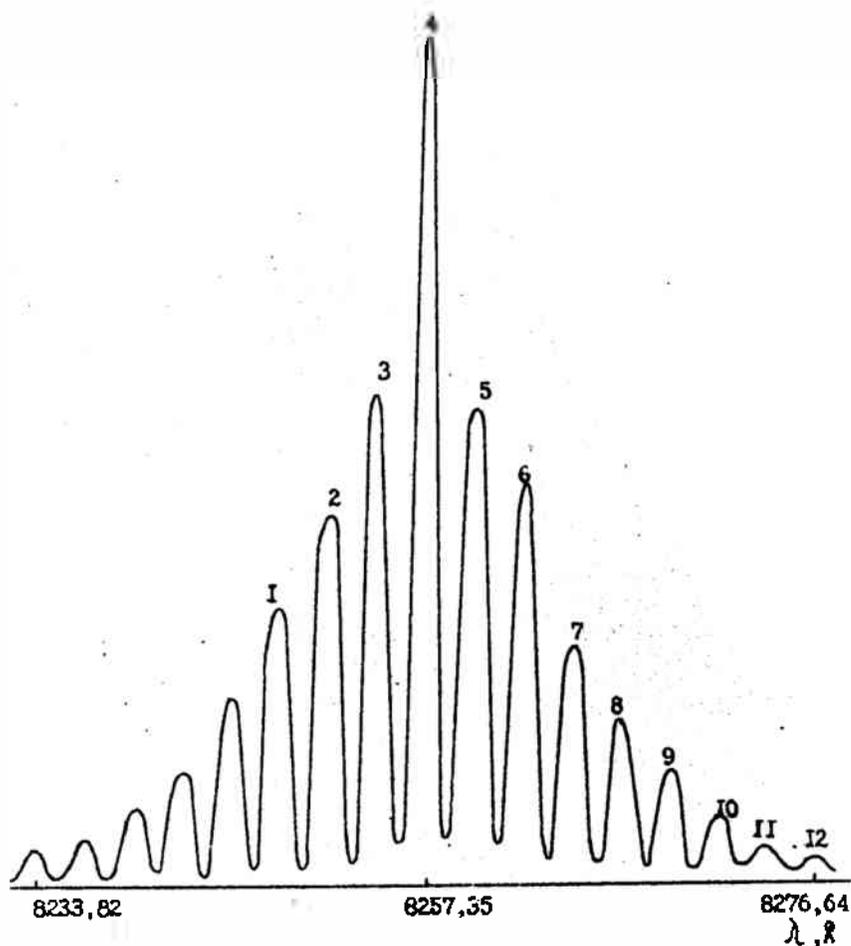


Рис. 7. Спектр излучения инжекционного гетеролазера при токе накачки $I' = 450$ мА: цифрами обозначены отдельные спектральные составляющие.

%. При достижении величины тока инжекции равной $I_{\text{пор}}'$ степень поляризации излучения резко возрастает до 80% для центральных спектральных составляющих, а для значений тока, лежащих в пределах $(1.1 - 1.5)I_{\text{пор}}'$ величина P достигает максимальных значений, превышающих 90%.

Высокая степень поляризации излучения ДГС лазеров связана с тем, что достаточно большие скачки коэффициента преломления ($\Delta n \sim 0.1$) на гетерогранках обеспечивают эффективный волновод, в результате чего в лазере предпочтительно усиливаются собственные линейно-поляризованные моды волновода.

По мере удаления от центра спектральной полосы излучения поляризация отдельных составляющих уменьшалась. Степень поляризации наиболее удаленных составляющих достигала 10-15% и очень незначительно увеличивалась с током. У некоторых спектральных составляющих при токе $1.7 - 1.9I_{\text{пор}}'$ наблюдалось уменьшение величины P , что, по-видимому, связано с уменьшением $\frac{I}{I_{\text{пор}}'}$ при саморазогреве диода.

Одновременно с изменением интенсивностей ТЕ- и ТМ-волн, то есть интенсивностей I_{\parallel} и I_{\perp} относительно плоскости $p-n$ перехода, нами измерялась и интенсивность поляризованного излучения I . На рис.9 представлены зависимости I_{\parallel} , I_{\perp} и I от тока накачки для различных спектральных составляющих.

Интенсивности I_{\parallel} , I_{\perp} и I монотонно возрастают с увеличением тока накачки для всего спектрального интервала.

Исходя из анализа этих зависимостей можно косвенным образом говорить о повороте плоскости поляризации тех или иных спектральных составляющих.

Излучение, проходя через полупроводник, частично поглощается, поэтому его интенсивность уменьшается. Если соотношение интенсивностей одинаково на всем участке токов инжекции, значит плоскость поляризации сохраняет свое положение неизменным. Если же соотношение интенсивностей неодинаково, тогда можно говорить о повороте плоскости поляризации относительно своего первоначального положения.

Для этого были рассчитаны отношения $\frac{I_{\parallel}}{I}$ и $\frac{I_{\perp}}{I}$ для отдельных интегральных составляющих и построены зависимости $\frac{I_{\parallel}}{I}$ и $\frac{I_{\perp}}{I}$ от токов накачки, представленные на рис.10. Поведение этих зависимостей, говорит о том, что плоскость поляризации не меняет своего положения при изменении тока накачки. Обычно все моды имели одинаковую плоскость поляризации, параллельную $p-n$ переходу.

Для подтверждения этих выводов исследовались зависимости ин-

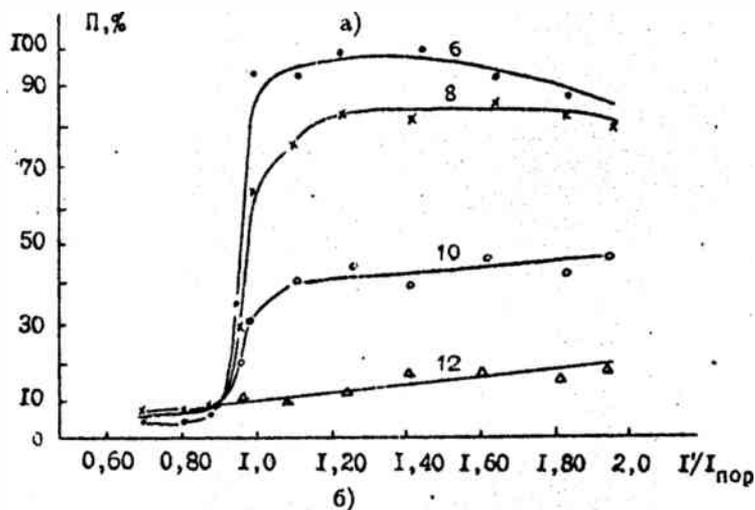
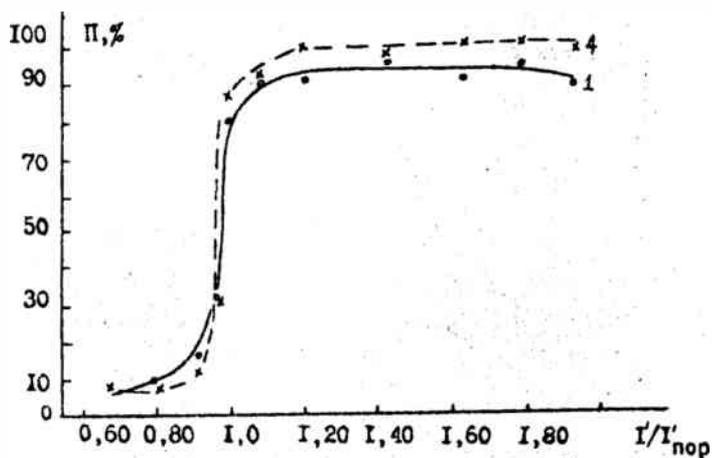
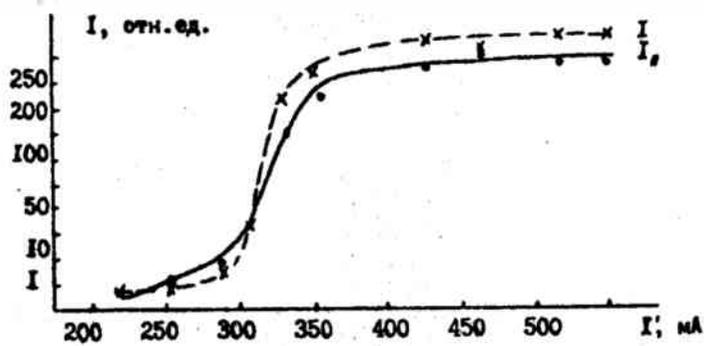
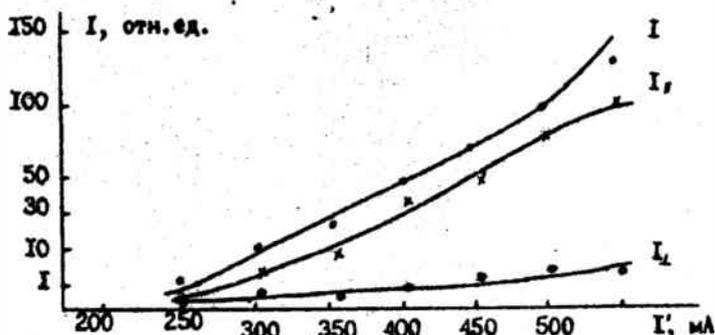


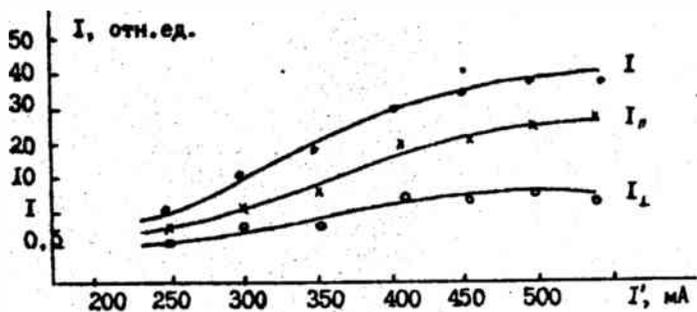
Рис. 8. Зависимость степени поляризации излучения от тока инжекции для отдельных спектральных составляющих (см.рис.7).



а)



б)



в)

Рис. 9. Зависимость интенсивности отдельных спектральных составляющих (а - 4; б - 6; в - 8) от тока инжекции, где I , $I_{||}$, I_{\perp} - соответственно интенсивности излучения неполяризованного и поляризованного в плоскости, параллельной ($||$) и перпендикулярной (\perp) $p-n$ переходу.

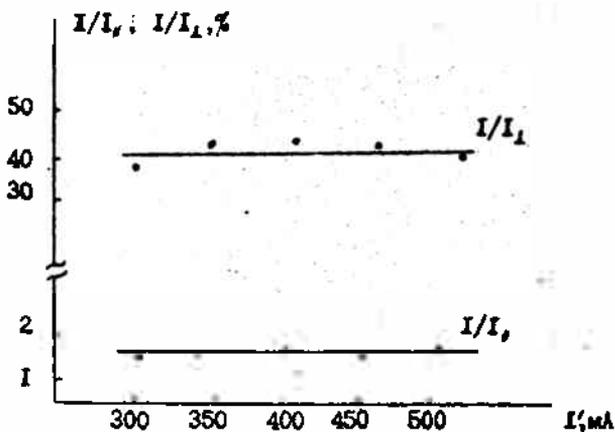
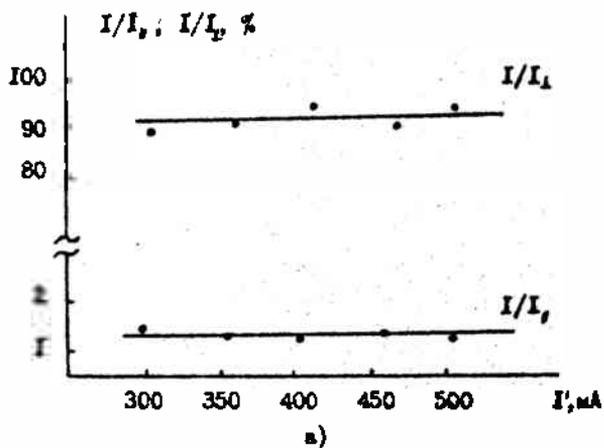


Рис. 10. Зависимости отношений $\frac{I}{I_1}$ и $\frac{I}{I_2}$ от тока инжекции для спектральных составляющих: а) - 4; б) - 8.

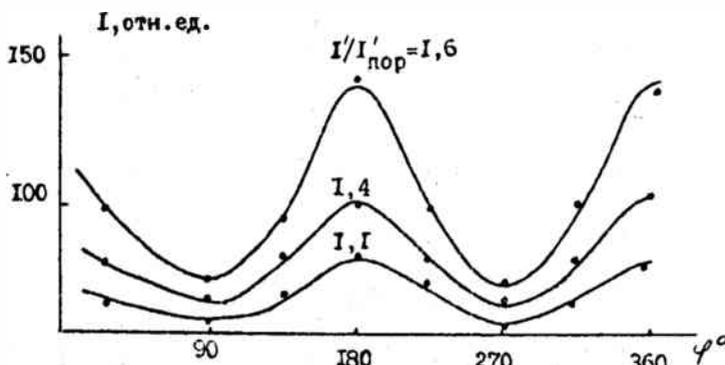


Рис. 11. Зависимость интенсивности излучения, прошедшего поляризатор, от угла его поворота при различных токах через диод.

тенсивности излучения, прошедшего через поляризатор, от угла поворота последнего, для различных значений питающего диод тока. Типичный вид этой зависимости показан на рис.11. Видно, что положение максимума и минимума пропускания анализатора сколько-нибудь заметно не изменяются в широком диапазоне изменения токов накачки. Это говорит о том, что для одного диода ориентация плоскости поляризации излучения остается неизменной во всем исследуемом диапазоне токов [5].

Таким образом, экспериментальные результаты подтверждают ранее сделанный вывод о сохранении плоскости поляризации излучения при изменении тока накачки в широких пределах.

Указанное поведение поляризационных характеристик лазерного излучения, то есть сохранение ориентации плоскости поляризации при переходе от спонтанного ($I' < I'_{пор}$) к лазерному режиму работы ($I' > I'_{пор}$) объясняются, во-первых, одними и теми же причинами, вызывающими поляризацию излучения диодов в обоих режимах, во-вторых, высокой добротностью оптического резонатора ДГС-лазеров лишь для определенного типа собственных колебаний.

На рис.12 приведены зависимости степени поляризации излучения от тока накачки в различных участках излучающей поверхности. Из рисунка видно, что все участки, за исключением периферийных, почти одновременно выходят в лазерный режим с $\Pi = 90\%$, что связано с равномерностью накачки активной области. Такие зависимости являются типичными для полосковых ДГС-лазеров с практически однородным возбуждением активного объема.

Наличие в спектре генерации многих мод существенно снижает ко-

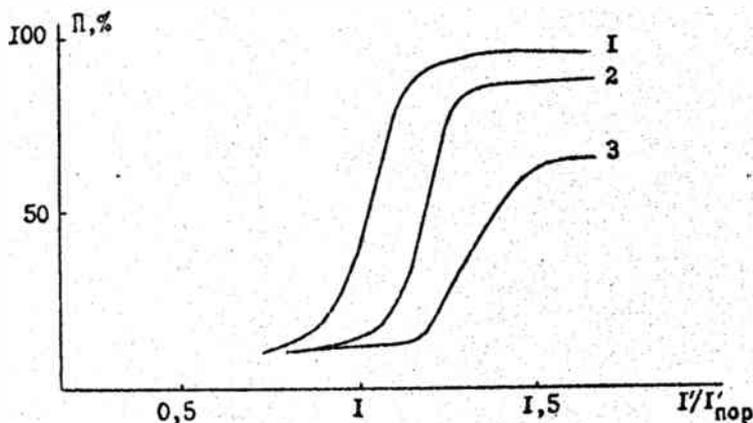


Рис. 12. Зависимость степени поляризации излучения от отдельных участков активной поверхности от тока инжекции:

1 - в точке максимального выхода излучения;

2 - отстоит от точки 1 влево на 5 мм;

3 - отстоит от точки 1 вправо на 5 мм.

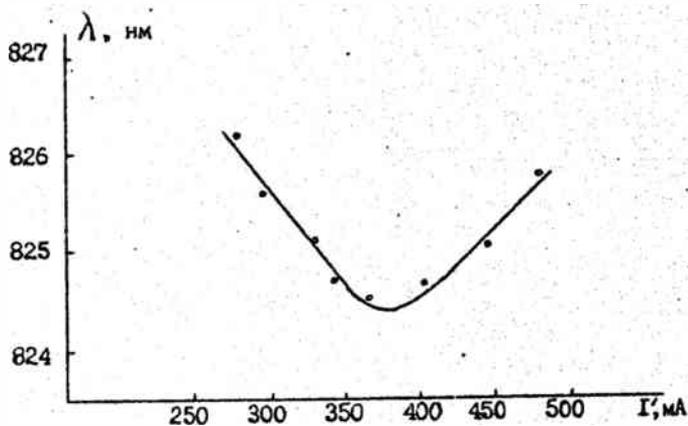


Рис.13. Положение максимума спектра излучения инжекционного гетеролазера в зависимости от тока инжекции.

герентные свойства лазеров. В процессе эксперимента обнаружено некоторое уширение спектра генерации. Одной из причин этого может быть нагрев кристалла во время импульса накачки и соответствующий сдвиг края оптической зоны полупроводника, приводящий к смещению линии усиления в длинноволновую сторону. Одновременно происходит и изменение длин волн отдельных мод (рис.13) вследствие изменения с температурой показателя преломления кристалла.

Таким образом, можно сделать следующие выводы [5]:

- 1) излучение многомодовых ДГС-лазеров при токах накачки, значительно меньших пороговых значений, поляризовано в плоскости активного слоя со степенью поляризации около 10%;
- 2) при приближении к порогу генерации степень поляризации отдельных спектральных составляющих и в интегральном потоке резко возрастает, достигая на пороге значений ~ 90% с сохранением ориентации плоскости поляризации.

Литература

1. Басов Н.Г., Попов Ю.М. Полупроводниковые квантовые генераторы // ФТП.- 1967. -Т.1., №11. -С.1593-1599.
2. Басов Н.Г., Никитин В.В., Самойлов В.Д. Оптическая память на полупроводниковых инжекционных лазерах // Препринт ФИАН №83, 1975.- 45с.
3. D'Avanzo L.A., Ripper J.E. Junction Lasers // Phys. Today.-1971. -V.24, №3. P.42-51.
4. Пилхун М. Инжекционные лазеры // УФН. -1969. -Т.98, вып.2. - С.295-303.
5. Манах И.С., Журавский Ю.Л. Спектрально-поляризационные характеристики GaAlAs-лазеров // 13 Всесоюз. научн.-техн. конф. "Высокоскоростная фотография, фотоника и метрология быстропотекающих процессов", Тез. докл.- М.: ВНИИОФИ, 1987. -С.103.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БЛИЖНЕГО ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА С ТКАНЯМИ ГЛАЗНОГО ДНА

Лазерное излучение (ЛИ) обладает рядом свойств, которые делают его незаменимым инструментом для применения в медицине и, в частности, в офтальмологии, где оно наиболее широко используется по сравнению с другими областями медицины.

Благодаря малой расходимости луча и высокой монохроматичности, а также возможности точного дозирования мощности излучения, лазерный луч можно сфокусировать на площадке строго определенного размера и избирательно воздействовать на патологически измененные ткани, сводя к минимуму нежелательные повреждения здоровых участков. В последние годы появилось много работ, описывающих применение ЛИ в офтальмологии, но эти работы были в основном посвящены клиническому использованию лазеров, и в них практически не освещены вопросы, связанные с процессами взаимодействия ЛИ с тканями глаза [1-7]. Спектр применения лазеров в офтальмологии чрезвычайно широк: они применяются для приваривания отслоившейся сетчатки, уничтожения злокачественных опухолей, лечения диабетической ретинопатии и глаукомы. В настоящее время наиболее часто используются YAG:Nd³⁺, гелий-неоновый, CO₂, аргоновый лазеры, лазеры на неодимовом стекле. Лазеры на красителях большого распространения не получили в связи с низкими эксплуатационными характеристиками, хотя возможность перестройки частоты делает их весьма привлекательными для использования в научных исследованиях при изучении взаимодействия ЛИ с биологическими тканями.

Большой интерес представляют полупроводниковые лазеры (ППЛ), работающие в ближнем инфракрасном (БИК) диапазоне. Участок (0,7-0,9 мкм) интересен тем, что оптические среды глаза в этой области практически прозрачны, в то время как коэффициент поглощения излучения тканями глазного дна изменяется в зависимости от длины волны от единиц до нескольких сотен обратных сантиметров. До недавнего времени в распоряжении разработчиков медицинской аппаратуры не было мощных лазеров, работающих в этом диапазоне, но в результате развития полупроводниковой лазерной техники появились ППЛ, обладающие характеристиками, позволяющими использовать их не только в физиотерапевтических целях, но и для создания на их базе офтальмокоагуляторов. Это обстоятельство, наряду с другими достоинствами ППЛ (экономичностью, возможностью перестройки частоты излучения и легкостью сопряжения со световодами, что

особенно важно, когда подвод излучения через оптические среды глаза затруднен или невозможен), привлекло к ним пристальное внимание разработчиков офтальмологической аппаратуры [8,9].

Остро стоит вопрос о создании математических моделей взаимодействия ЛИ БИК диапазона с тканями глазного дна, позволяющих точно рассчитать дозы и параметры ЛИ при лечении глазных болезней. Большой объем полученных экспериментальных данных и заинтересованность в их практическом использовании стимулировали разработку теоретических моделей с целью выяснения физических закономерностей радиационного нагрева тканей, определяющих зависимость выраженности термических эффектов от условий воздействия. Модели термического воздействия ЛИ на глазные ткани, пригодные для применения в клинической практике, существуют, хотя их точность оставляет желать лучшего. Модели для описания взаимодействия низкоинтенсивного ЛИ с биологическими тканями предстоит еще создать в связи с малой изученностью его механизмов.

1. Взаимодействие лазерного излучения с тканями глаза

1.1. Пропускание лазерного излучения ближнего инфракрасного диапазона тканями глаза

Особенности распространения ЛИ в тканях глаза достаточно подробно описаны в работах [10-15]. Большая часть данных получена на свежемороженых (только что извлеченных) глазах животных и человека. Исследовалась спектральная зависимость прозрачности преломляющих сред от роговицы до сетчатки, а также коэффициенты отражения от поверхности пигментного эпителия (ПЭ) и поглощения излучения при распространении в ПЭ и сосудистой оболочке (СО). Результаты измерения поглощения и отражения света от ПЭ и СО в зависимости от длины волны представлены на рис.1,2. Анализируя эти графические зависимости, можно заметить, что в области 0,6-0,95 мкм оптические среды глаза практически прозрачны, в то время как в тканях глазного дна (сетчатке (СТЧ), ПЭ, СО) энергия излучения поглощается почти полностью, причем величина коэффициента поглощения тканей глазного дна (ГД) изменяется от десятков до нескольких сотен обратных сантиметров, то есть практически на порядок. Используя это свойство, можно, варьируя длину ЛИ в пределах БИК диапазона изменять эффект воздействия от поверхностного (в коротковолновой области) до объемного (в более длинноволновой) при минимальных потерях энергии в оптических средах глаза, что и делает БИК диапазон весьма привлекательным для использования в офтальмологии. Кроме того, использование инфракрасного ЛИ обеспечивает возможность простой защиты органов зрения и безопасные условия наблюдения для медицинского персонала, исключает ослепление пациента в ходе лечения внутриглазных болезней [16]. Излучение с длиной волны более 0,9 мкм интенсивно поглощается со-

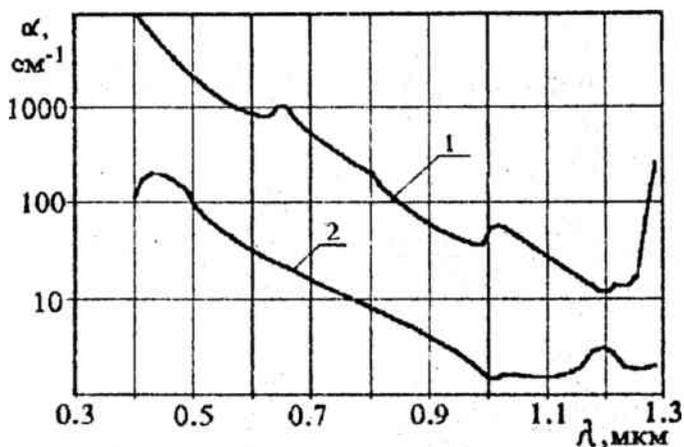


Рис. 1 Спектральные зависимости коэффициента ослабления потока световой энергии ПЭ (1) и СО (2)

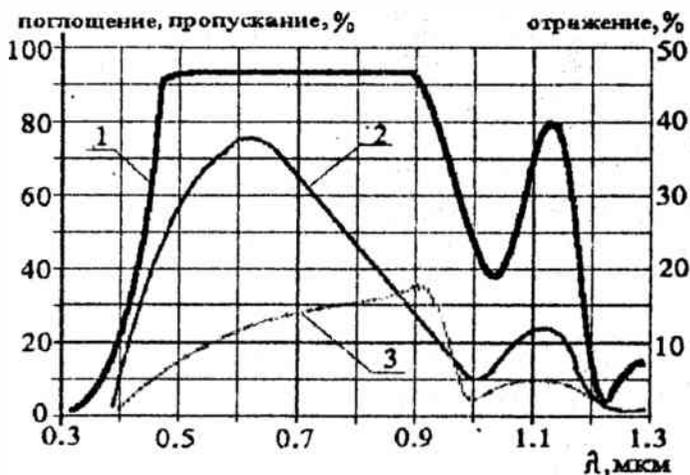


Рис.2 Зависимость оптических характеристик сред и тканей человеческого глаза от длины волны падающего света; 1-пропускание оптических сред; 2-суммарное поглощение ПЭ и СО; 3-отражение от ПЭ

держась в оптических средах глаза водой, причем максимум поглощения приходится на длину волны $\lambda \approx 1 \mu\text{м}$. В интервале 1.1-1.4 мкм подвод оптического излучения к тканям глазного дна еще возможен, но для более длинноволнового излучения хрусталик и стекловидное тело практически непрозрачны. Применение ЛИ с длиной волны, большей 1 мкм, может привести к нежелательному нагреву стекловидного тела и хрусталика и, как следствие, к осложнениям в виде их помутнения [17]. Излучение видимого диапазона полностью поглощается пигментным эпителием, что сужает область его применения, так как это затрудняет нагрев более глубоко расположенных тканей (сосудистой оболочки, склеры), что необходимо, например, при коагуляции злокачественных опухолей. Излучение ультрафиолетового (УФ) диапазона полностью поглощается роговицей и хрусталиком, поэтому подвод его к тканям глазного дна через оптические среды вообще невозможен. Применение УФ излучения для лечения заболеваний ГД возможно только при использовании световодов.

1.2. Распределение интенсивности лазерного излучения на сетчатке

При использовании ЛИ для коагуляции тканей глаза его необходимо сфокусировать в пятно малых размеров (порядка 10-100 мкм), причем требуемая плотность мощности при этом может изменяться от 10^8 до 10^{10} Вт/см² [6]. Для количественной оценки воздействия ЛИ на ткани необходимо знать распределение энергии в световом пятне. Даже в случае идеальной волны, выходящей из круглого отверстия, изображение в фокальной плоскости не является точкой, а состоит из яркого центрального пятна, окруженного темными и светлыми полосами (кольцами Эйри). Глаз можно рассматривать как оптическую систему (ОС), фокусирующую световой поток на сетчатке и имеющую диафрагму - зрачок. В такой системе неизбежно появление оптических aberrаций, которые приводят к усложнению картины распределения энергии ЛИ на глазном дне и в оптических средах. В работах [18-19] получены распределения интенсивности в фокальной плоскости лазерных пучков, сфокусированных простыми линзами с различной первичной сферической aberrацией. Согласно полученным результатам, в сечении пучка в области фокуса можно наблюдать увеличение неравномерности трехмерного распределения интенсивности по мере возрастания aberrации линзы. При этом изменяются величина и положение главного дифракционного максимума и появляются дополнительные максимумы и минимумы как вдоль оптической оси, так и вне ее, расстояние между которыми может достигать довольно больших значений (нескольких миллиметров). Способ расчета распределения ОИ на сетчатке, предложенный в [20], позволяет изучить распределение ЛИ на сетчатке при облучении глаза гауссовскими пучками. Для учета неидеальности ОС, aberrаций, рассеяния, френелевских потерь, дифракции на зрачке и других факторов, влияющих на свойства оптической системы, использован метод частотно-контрастных характеристик.

Упрощенная оптическая схема для расчета распределения интенсивности ЛИ на сетчатке глаза представлена на рис.3. Нормированное по амплитуде распределение интенсивности ЛИ на сетчатке дается выражением [21]:

$$\Phi = \frac{I(r)}{I(r_0)} = \frac{\int_0^{\infty} F_1(\nu) F_2(\nu) J_0(2\pi r \nu) \nu d\nu}{\int_0^{\infty} F_1(\nu) F_2(\nu) \nu d\nu} \quad (1)$$

Здесь $F_1(\nu) = \exp\left(-\frac{\pi^2 \omega_0^2}{2} \nu^2\right)$, (2)

$$F_2 = \frac{\exp\left(-a\left(\frac{2\pi f}{n} \nu\right)^{0.9}\right)}{\exp\left(-\left(\frac{1.35 \cdot 10^{-2} \lambda}{d_{zp}(n-1)} \nu\right)^2\right)} \quad (3)$$

$I(r)$ -интенсивность излучения в точке с координатой r ; $I(r_0)$ -интенсивность излучения в центре светового пятна; n -показатель преломления внутриглазной среды; $J_0(2\pi r \nu)$ -функция Бесселя первого рода нулевого порядка; ω_0 -расчетная полуширина распределения интенсивности по сетчатке по уровню $\exp(-2)$; d_{zp} -диаметр зрачка (м); λ -длина волны ЛИ (м); ν -пространственная частота.

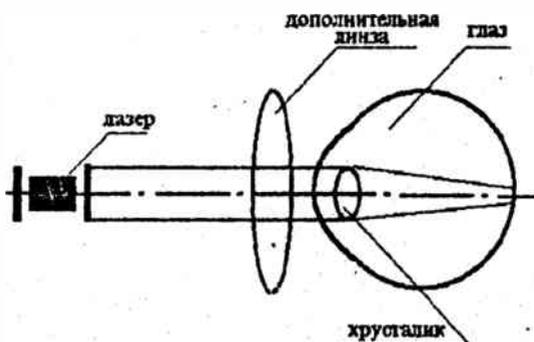


Рис.3. Идеализированная оптическая схема для расчета распределения интенсивности ЛИ на сетчатке

Для идеализированной ОС глаза:

$$a = \exp(-0.233 \cdot 10^3 d_{3p}^2 + 0.368 \cdot 10^3 d_{3p} - 8.472), \quad (4)$$

$$f = n / R_{\Gamma A} (n - 1), \quad (5)$$

где $R_{\Gamma A}$ — радиус передней поверхности глаза (м).

Зависимость показателя преломления n в соответствии с данными о хроматических аберрациях ОС глаза определяется зависимостью:

$$n(\lambda) = 11.2977 + 0.038(\lambda \cdot 10^6 + 0.4782), \quad (6)$$

Результаты, полученные авторами работы [21], хорошо согласуются с экспериментальными данными. Учет аберрационных характеристик фокусирующих систем позволяет избежать нежелательных повреждений тканей, окружающих очаг коагуляции, что особенно важно в офтальмологии, где эти ткани имеют небольшие толщины.

1.3. Механизмы взаимодействия ЛИ с тканями глазного дна

Механизмы взаимодействия ЛИ с биотканями условно можно разделить на следующие [22]: термическое действие ЛИ; действие вследствие механических эффектов; биостимулирующее действие низкоинтенсивного ЛИ; другие виды воздействия.

1.3.1. Термическое действие ЛИ на ткани глаза

В основе термического действия ЛИ на ткани глаза лежат эффекты, связанные с повышением температуры ткани, происходящие вследствие поглощения оптического излучения и перехода энергии электромагнитного поля в тепловую. При превышении температурой критического значения происходит денатурация (разрушение внутренней структуры белковых молекул) и коагуляция (слипание, склеивание молекул) белка. Для различных белков пороговые температуры лежат в интервале 40-50°C. К настоящему времени эти механизмы изучены достаточно хорошо, что объясняется широким использованием мощных лазеров в медицине. По этому вопросу накоплено большое количество экспериментальных данных. Основными областями применения лазеров БИК диапазона является лечение злокачественных опухолей, диабетической ретинопатии и неоваскулярных мембран. Об успешной клинической апробации лазера БИК для лечения злокачественных опухолей глаза сообщают авторы работы [23]. Ими использовался YAG:Nd³⁺ лазер с длиной волны излучения 1.06 мкм. Отмечено, что использование лазера позволяет сочетать радикальность и щадящий характер вмешательства [24]. Для коагуляции опухолей использовались одиночные импульсы длительностью 1-10 мкс с энергией 1.5-5 Дж, а также применялся режим с длительностью импульса 150-600 мкс, частотой повторения 10-35 Гц и энергией 260 мДж для удаления опухолей с диаметром до 12 мм и выстоянием до 5 мм. Во всех случаях получены положительные результаты:

опухоли разрушались полностью. Изменений в оптических средах глаза замечено не было, хотя наибольшая средняя мощность излучения достигала 8 Вт при световом диаметре 5 мм в плоскости роговицы.

Тепловые повреждения биологических тканей характеризуются скоростью протекания биохимических реакций [25,26]. Особенностью химических реакций в биологических тканях является то, что небольшие изменения температуры облучаемой ткани могут приводить к существенным изменениям скорости реакции. Исследованию зависимости скорости коагуляции белков от температуры посвящена работа [27]. Рассматривалась двухслойная модель биологической ткани, нагреваемой лазерным лучом. Полученные распределения температуры и концентрации коагулированных молекул от температуры приведены на рис.4. Анализируя эти зависимости, можно заметить, что кривая коагуляции значительно круче температурной кривой. При изменении температуры всего на 10% скорость реакции увеличивается на порядок. Авторы работы отмечают, что экспоненциальная зависимость скорости коагуляции от температуры требует осторожности в процессе лазерного облучения, так как при отклонении энергии излучения от расчетного значения (например, энергия неравномерно распределена по сечению лазерного пучка или в результате дифракции на зрачке) результат становится непредсказуемым.

Условно математические модели взаимодействия ЛИ с тканями глазного дна можно разделить на аналитические и численные [15]. Аналитические модели представлены в работах [28-31]. В работе [28] рассматривалась бесконечная однородная по тепловым параметрам среда, облучаемая гауссовским лазерным пучком, имеющая в начальный момент времени постоянную температуру. Если в начальный момент времени $t=0$ объемная мощность тепловыделения $q(x',y',z',t')$ в точке с координатами (x',y',z',t') равна 0, то прирост температуры ΔT по истечении времени t в любой точке с координатами (x,y,z) выражается зависимостью [29]:

$$\Delta T(x,y,z,t) = b \iiint_0^t \int \frac{q(x',y',z',t') \exp\left(-\frac{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}{4(t-t')^2}\right) dx' dy' dz' dt'. \quad (7)$$

Функция генерации тепла в цилиндрических координатах имеет вид:

$$q(r',z') = \frac{\alpha P}{\pi R^2} \exp\left[-\alpha\left(z' + \frac{d}{2}\right) - \left(\frac{r'}{R}\right)^2\right]^2, \quad (8)$$

$$-d/2 \leq z' \leq d/2; q(r',z') = 0 \text{ при } |z'| > d/2.$$

Здесь b - коэффициент, характеризующий тепловые свойства биологической ткани; R - радиус пятна излучения, на котором мощность падает в e раз от

максимального значения; d -размер рассматриваемой области; α -коэффициент поглощения; r, z -радиальные координаты рассматриваемой точки; P -мощность падающего излучения, $l=\chi/(c\rho)$, где χ -теплопроводность; ρ -плотность; c -теплоемкость.

Толщина ткани глазного дна принята равной 4 мкм для скопления меланина в передней части пигментного эпителия и 30 мкм для сосудистой оболочки [30]. Для ПЭ и СО коэффициенты теплопроводности и теплоемкости принимались равными соответствующим параметрам воды. Коэффициенты поглощения для этих слоев равны 1300 и 400 см⁻¹ соответственно. Так как рассматривались достаточно малые времена экспозиции (10⁻¹-10⁻⁴ с), то тепловые и оптические параметры ткани приняты постоянными. При малых временах экспозиции (10-100 нс) теплопроводностью можно пренебречь, и решение для одного слоя принимает вид:

$$\Delta T(r, z, t) \doteq \frac{\alpha P l}{\kappa \pi R^2} \exp \left[-\alpha \left(z + \frac{d}{2} \right) - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right]. \quad (9)$$

Мощность P_2 , падающая на СО, связана с мощностью P_1 , падающей на ПЭ, соотношением:

$$P_2 = P_1 \exp(-\alpha_1 d_1), \quad (10)$$

где α_1 -коэффициент поглощения ПЭ; d_1 -толщина ПЭ.

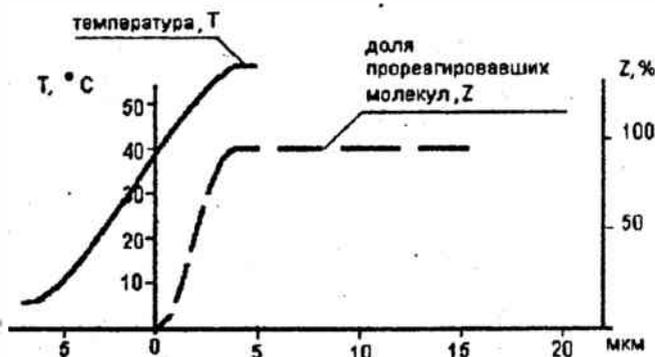


Рис.4 Распределение температуры и концентрации денатурированных молекул белка в двухслойной модели биологической ткани

По формулам (9) и (10) сравнительно легко оценить повышение температуры в тканях глазного дна. Вообще говоря, полученные аналитичес-

ким методом решения не отличаются высокой точностью, они не учитывают многие факторы и лишь помогают качественно описать процессы, происходящие в тканях глазного дна. С практической точки зрения намного интереснее численные модели взаимодействия лазерного излучения с биологическими тканями.

Интересна работа [31], в которой уравнение теплопроводности решено в безразмерных переменных. Безразмерные переменные в работе вводились следующим образом: $\Omega = kT/\alpha P_0 \sigma^2$ - температура (k - постоянная Больцмана; T - температура; P_0 - мощность излучения в центре светового пятна, σ - стандартная девиация гауссовского распределения интенсивности по пятну); $\tau = kt/\rho c \sigma^2$ - безразмерное время; $\zeta = \alpha z$ - безразмерная аксиальная координата; $\eta = r/\sigma$ - безразмерная радиальная координата.

Тогда уравнение теплопроводности для одного слоя преобразуется к виду:

$$\frac{d\Omega}{d\tau} = \tau(\eta\zeta) + \left(\frac{d^2\Omega}{d\eta^2} + \frac{1}{\eta} \frac{d\Omega}{d\eta} + (\alpha\sigma)^2 \frac{d^2\Omega}{d\zeta^2} \right) \quad (11)$$

Решение того уравнения, полученное методом конечных разностей, позволяет определить температурные поля в большом диапазоне параметров. Легко оценить влияние каждого параметра на это решение, что облегчает оптимизацию размеров пятна, средней мощности, формы импульса и длины волны излучения при практическом применении лазера. Модели взаимодействия ЛИ с большой частотой следования импульсов рассматриваются в работах [32-34]. Надо отметить, что для импульсов длительностью порядка микро- и наносекунд необходимо учитывать деструктивное действие возникающих в тканях акустических волн.

Одним из первых модельных исследований взаимодействия ЛИ с биотканями можно считать работу [35] и экспериментальную работу [36]. Модель представляла собой прямоугольный параллелепипед, однородно поглощающий все падающее на него излучение. Теплофизические параметры принимались равными параметрам воды. Уравнение теплопроводности решалось численными методами. Решение имело вид:

$$\Delta T = F\alpha(t, A, B) = \frac{Q}{t} \varphi(t, A, B), \quad (12)$$

где F - поток светового излучения; Q - плотность энергии на облучаемой площадке; $\varphi(t, A, B)$ - функция, учитывающая зависимость температуры от длительности облучения t и размеров (A, B) облучаемого участка.

В работах [37,38] предполагалось однородное распределение светопоглощающих центров (гранул пигмента) в ПЭ и СО, поэтому убывание интенсивности света и тепловыделение в пределах этих слоев происходит по экспоненциальному закону с коэффициентами поглощения α_1 , α_2 соответственно. Диаметр светопоглощающих цилиндрических слоев выбирался

равным диаметру светового пятна на сетчатке. Эта модель получила название "модель Хэма-Кларка" и полученные распределения поглощенной энергии приведены на рис.5.

Расчет стационарного нагрева (определение установившейся температуры при достаточно длительной экспозиции) проводился с помощью уравнения теплопроводности при нулевых начальных условиях:

$$\nabla^2 = -T(r, \theta, z) \chi^{-1}, \quad (13)$$

где $T = T_0 e^{-\alpha x}$; T_0 - температура над поверхностью глазного дна; ∇^2 - оператор Лапласа; r, θ, z - цилиндрические координаты.

Более полные данные о пространственно-временных характеристиках радиационного нагрева в моделях Хэма-Кларка и спектральной зависимости этих процессов получены в работе [39]. Температурное распределение исследовалось решением дифференциального уравнения теплопроводности.

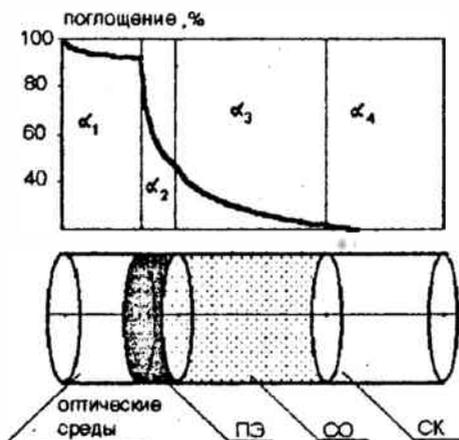


Рис.5. Распределение поглощенной энергии в тканях глаза согласно модели Хэма-Кларка

Наиболее полно вопросы взаимодействия лазерного излучения с тканями глазного дна рассмотрены в работе [20]. В ней в начале вычислялось распределение интенсивности ЛИ на сетчатке, а затем по полученным результатам рассчитывалось нестационарное температурное поле в тканях глаза с помощью дифференциального уравнения:

$$\rho(z) \left(z \frac{\partial T}{\partial t} + W_r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r(x) \frac{\partial T}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[x(z) \frac{\partial T}{\partial z} \right] + M(z) \psi(r, z), \quad (14)$$

где $T=T(r,z,t)$; $0 \leq r \leq r_1$; $0 \leq z \leq z_1$; $t > 0$; $T(r,z,0)=0$; $T(r_1,z,t)=0$;

$$\frac{\partial T(0,z,t)}{\partial r} = \frac{\partial T(r,0,t)}{\partial z} = \frac{\partial T(r,z_1,t)}{\partial z} = 0;$$

$N(t)$ -временная зависимость интенсивности поглощаемого излучения; W_r -радиальная скорость тока крови в СО.

Затем по найденному полю температур находилось распределение относительной концентрации молекул денатурированного белка. Изменение концентрации молекул белка, не претерпевших изменений в результате нагрева, описывается уравнениями, аналогичными [25].

При облучении излучением YAG:Nd³⁺ лазера с длиной волны 1.064 мкм получено трехмерное распределение концентрации неденатурированных молекул белка в тканях глазного дна для любого момента времени. Границы очага лазерокоагуляции для различных превышений энергии излучения над пороговым значением приведены на рис.б. Авторы приходят к выводу, что целенаправленным изменением параметров ЛИ можно управлять локализацией и формой очага лазерокоагуляции. Предложенная модель использована при лечении больных неоваскулярными субретинальными мембранами. Отмечено, что благодаря точной дозировке облучения не наблюдалось побочных эффектов (снижения остроты зрения, кровоизлияний).

В [40] определены пороги хориоретинального повреждения глаз при воздействии ЛИ в ближней инфракрасной и видимой областях спектра на 40 длинах волн в диапазоне 0.536-1.064 мкм. Использовались четыре типа лазеров: рубиновый, неодимовый, лазер на александрите, лазер на красителе с оптической накачкой. Эти данные могут быть полезны для оценки точности математических моделей и границ их применимости.

Тепловые параметры глазных тканей, знание которых необходимо при моделировании взаимодействия ЛИ с тканями глаза, представлены в табл.1 [41-43].

Оригинальная модель взаимодействия ЛИ с тканями ГД предложена в работе [44]. Для расчета температурных полей и определения границ зон некроза ткани используется метод Монте-Карло. Выбор метода решения авторы обосновывают следующими причинами [45]:

1. Уравнение теплопроводности не учитывает рассеивающих свойств среды;
2. При решении уравнения теплопроводности необходимо моделировать тепловые источники. Это легко сделать для тканей с высоким коэффициентом поглощения (порядка 1000 см^{-1}), но если коэффициент поглощения значительно меньше, то возникает проблема с созданием модели, корректно описывающей поглощение ЛИ в объеме ткани;
3. Численное решение отличается низкой точностью.

Расчет основан на учете вероятностного характера процессов рассеяния и поглощения фотонов в среде, поэтому предполагаемая методика позволяет моделировать параметры ЛИ (расходимость, поперечное распреде-

Таблица 1

Параметры глазных тканей

Ткань глаза	Толщина ткани, мкм	Теплопроводность, кал. ⁰ С/(смсм)	Плотность, г/см ³	Теплоемкость кал./(⁰ Сг)
Стекловидное тело	17	0.0011	1.02	0.96
Сетчатка (фоторецепторный слой)	0.2	0.0011	1.04	0.85
Пигментный эпителий	0.01	0.0015	1.17	0.74
Сосудистая оболочка	0.1	0.0019	1.17	0.87
Склера	1	0.0024	1.10	0.76

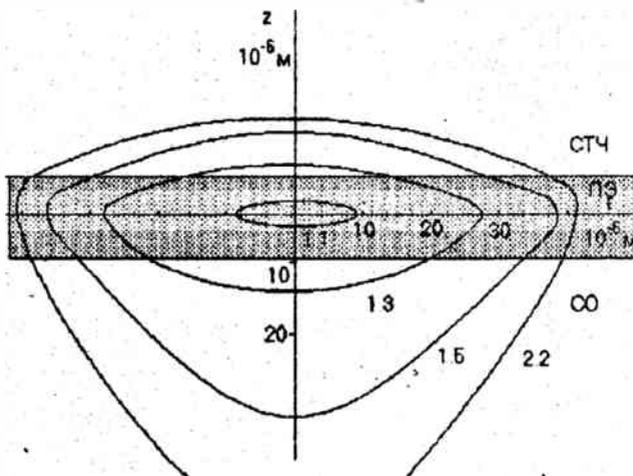


Рис.6 Границы очага лазеркоагуляции для времени облучения $\tau = 1$ мс и диаметра облученной зоны сетчатки ≈ 100 мкм для различных превышений энергии излучения E над пороговым значением энергии $E_{пор}$. Цифры у кривых - отношение $E/E_{пор}$ - 160 -

ление интенсивности, длительность импульса), а также рассеивание и поглощение излучения биотканью, при этом получается более точная картина распределения ЛИ в среде. В модели [45] теплопроводность ткани не учитывалась, так как рассматривались импульсы длительностью менее 2 мс. Метод Монте-Карло базируется на представлении лазерного импульса как потока большого числа фотонов. Изначально задается диаметр лазерного пучка, в пределах которого для каждого фотона случайно выбирается координата попадания в среду. Рассматриваемая область делится на элементарные объемы, в каждом из которых происходит акт поглощения, то есть определенная часть энергии поглощается и суммируется с уже накопленной энергией в рассматриваемом объеме. В нем также происходит акт рассеяния, то есть фотону приспавляется новое направление движения с учетом коэффициента рассеяния среды. В этом же элементарном объеме случайным образом, но с учетом коэффициента поглощения и рассеяния выбирается новая длина свободного пробега фотона. Этот процесс длится, пока энергия фотона не становится ниже предельной или пока фотон не выйдет за границы рассматриваемой области. Далее подсчитывается поглощенная в каждом объеме энергия и, считая, что вся поглощенная энергия перешла в тепловую, подсчитывается температура каждого элементарного объема. В публикации приводятся результаты вычислений для трех различных коэффициентов рассеяния 300, 30, 3 см⁻¹ при одинаковом коэффициенте поглощения, равном 30 см⁻¹ для длины волны излучения 577 нм, плотности энергии импульса 5 Дж/см². Авторы приходят к выводу о необходимости учета не только коэффициента поглощения, но и коэффициента рассеяния при моделировании распределения ЛИ в биологических тканях. К сожалению, не сообщается, каковы начальные и граничные условия, а в случае применения метода Монте-Карло эта задача представляет немалый интерес.

1.3.2 Повреждения глаз вследствие механических эффектов

При поглощении биотканями большой энергии импульсного или модулированного ЛИ за короткий промежуток времени происходит быстрый нагрев содержащейся в них воды со взрывообразным испарением [22]. Наибольший вклад в повреждения глаз вносят следующие процессы:

- 1) давление отдачи вследствие извержения частиц ткани с поверхности облучаемого объекта;
- 2) тепловое объемное расширение, приводящее к локальному расширению ткани в месте облучения и возникновению акустических волн;
- 3) внутреннее парообразование, которое приводит к образованию внутри тканей полостей, заполненных паром, в результате чего создаются дополнительные механические напряжения в тканях.

Вообще говоря, актуальной задачей является такой подбор параметров ЛИ, при которых перечисленные эффекты не приводят к повреждениям органов. Особенно это требование важно для тканей глазного дна, где

толщины отдельных слоев измеряются микрометрами, и возникновение, например, пузырька пара может привести к серьезной травме глаза и, как следствие, к ухудшению зрения и даже к слепоте. Но, с другой стороны, интересным эффектом является возникновение в тканях акустических волн в результате облучения импульсным или модулированным излучением [17].

1.3.3 Другие эффекты воздействия ЛИ на ткани глаза

К таким эффектам можно отнести воздействие на биоткани электрического поля высокой напряженности, многофотонное поглощение, фотохимические реакции, генерацию второй гармоники, другие нелинейные явления (изменение оптических свойств тканей, возникновение тепловых линз в среде) [22]. Оптический пробой применительно к биотканям малоизучен, но можно отметить, что этот эффект наблюдается при таких плотностях мощности излучения, когда основную роль играют термические эффекты. Оптический пробой, пожалуй, представляется малоинтересным эффектом с точки зрения практического применения. В литературе имеются упоминания об эффекте многофотонного поглощения. Так, в работе [46] обсуждаются результаты экспериментов по восприятию ИК излучения, в которых человеческий глаз облучался ИК импульсом, а наблюдатель воспринимал это излучение как зеленое или желтое. Эффект может быть обусловлен генерацией второй гармоники в роговице, хрусталике и сетчатке. Гипотеза позволяет объяснить экспериментальные результаты по ощущению света, порогам видности, восприятию поля излучения и формы источников, а также нарушение законов Блоха. В работе [47] рассмотрен нелинейный эффект, связанный с реакцией биологической среды на локальные нагревания ее ЛИ-образованием тепловой линзы. Описан ряд экспериментов, которые были проведены с целью установления существования тепловых линз в биосреде, экспериментальная установка и результаты измерений. Получено, в частности, что для белка при диаметре падающего луча 0,5 мм с длиной волны 514 нм и мощностью излучения 200 мВт наблюдалось увеличение расфокусировки, которое быстро достигало насыщения. При больших мощностях коагуляция белка приводит к уменьшению глубины проникновения и большому обратному рассеянию при одновременном расширении пучка излучения.

Большой практический интерес представляют работы, в которых рассматривается изменение оптических свойств биологических тканей в результате воздействия на них ЛИ. Упоминание о том, что оптические характеристики тканей не остаются неизменными в результате нагрева, можно найти уже в опубликованной в 1968 году работе [17]. В ней отмечалось, что при облучении лазером глаз лабораторных животных наблюдалось белесоватое обесцвечивание областей, подвергшихся облучению. К сожалению, более современных публикаций об изменении оптических свойств тканей глазного дна при воздействии ЛИ найти не удалось, но, возможно, будут интересны работы, в которых рассматривались другие биологические ткани. В работе

[48] предполагается, что изменение цвета биоткани в результате коагуляции белка свидетельствует об увеличении коэффициента рассеяния. Изменение оптических свойств приводило к увеличению отражения и уменьшению проникновения оптического излучения внутрь образца. Авторы исследовали этот эффект с целью его применения для контроля процесса коагуляции. Они сообщают о создании математической модели, позволяющей проанализировать последствия этого явления и сравнивают теоретические результаты с экспериментальными данными. Модельной средой служил слой белка альбумина, который является весьма удобным объектом исследования при изучении коагуляции [49], в котором были созданы коагулированный и нормальный слои ткани. Отмечено, что при толщине слоя коагулированного белка от 275 мкм до 2 мм интенсивность отраженного света увеличивалась линейно, как функция толщины при неизменной мощности ЛИ. При большей толщине слоя величина интенсивности отраженного света достигала насыщения.

В работе [50] сравнивались оптические параметры нормальной и коагулированной биологической ткани. Рассматривались жировая ткань и ткань сердечной мышцы (миокарда). При измерениях использовался неодимовый лазер с длиной волны 1064 нм. Исследования показали, что коэффициенты поглощения коагулированной и нормальной ткани отличаются незначительно, различия не превышали нескольких процентов. Увеличение же коэффициента рассеяния в зависимости от степени коагуляции может достигать 40%. Авторы приходят к выводу о необходимости учета изменения оптических свойств для более точного описания распространения ЛИ в биосредах при лазерокоагуляции.

Излучение лазеров, помимо тепловых эффектов, стимулирует в биологических объектах фотохимические реакции [22]. При поглощении фотона молекулой кислорода она может перейти в возбужденное состояние. Такая молекула отличается чрезвычайно высокой химической активностью и кислород легко вступает в химические реакции. Другой механизм фотодинамического действия заключается в том, что при поглощении фотона сложной органической молекулой могут образовываться долгоживущие метастабильные комплексы, в которых энергия поглощенного излучения существует в форме, обеспечивающей катализ биохимических реакций длительностью от нескольких секунд до нескольких суток. Кроме прямых фотореакций, при которых поглощаемое излучение изменяет структуру молекул, известны также сенсibilизированные фотореакции. В них излучение не поглощается непосредственно фотохимически активным веществом, а поглощается так называемым сенсibilизатором, который передает энергию биологической системе. Чаще всего используются красители с полосой поглощения в видимом и УФ участках спектра, но имеются упоминания о появлении новых красителей, спектр поглощения которых лежит в ближней ИК области, благодаря чему появляется возможность применения полупроводниковых лазеров [51]. Фотодинамические реакции широко используются

для лечения и диагностики раковых заболеваний, так как фотосенсибилизирующие красители обладают свойством накапливаться в раковых опухолях. Образующиеся при облучении синглетный кислород или активные радикалы разрушают клеточные мембраны и приводят к гибели раковых клеток.

1.3.4 Воздействие низкоинтенсивного биостимулирующего лазерного излучения на ткани глазного дна

С первых попыток применения ЛИ в медицине внимание практических врачей привлекло действие низкоинтенсивного лазерного излучения, не вызывающего деструктивных изменений в тканях. Исследовалось действие на глаз не только прямого излучения, но и диффузно рассеянного. Согласно данным, приведенным в работе [52], клинические наблюдения показали, что ЛИ малой интенсивности при воздействии на сетчатку усиливает терапевтическое действие медикаментозных средств, используемых для лечения макулодистрофии склеротического генеза. Выявлен также терапевтический стимулирующий эффект субпороговых энергий неодимового лазера, работающего в режиме свободной генерации с длительностью импульса 0,001с. Эффект выражался в повышении остроты зрения при лечении центральной дистрофии сетчатки. Авторы этой работы предполагают, что описанные эффекты объясняются активацией окислительно-восстановительных процессов, которая ведет к усилению обменных процессов, что, в свою очередь, может способствовать улучшению зрения, но математического описания этим процессам не дают. Большой интерес представляют попытки создания математической модели взаимодействия низкоинтенсивного ЛИ с биотканями. В работе [53] авторы утверждают, что в рамках экспериментального и теоретического исследования в данной области представляется целесообразным анализ любых мыслимых механизмов взаимодействия с биотканями, и, в первую очередь, анализ универсальных механизмов, не связанных с конкретной структурой ткани, поскольку, как показывает опыт, лечебный эффект достигается для широкого круга условий. Эти условия: различные виды органов и тканей; широкий перечень заболеваний; осуществимость лечения при использовании различных видов источников и режимов облучения.

Одним из универсальных механизмов воздействия лазерного излучения на ткани является оптико-акустический эффект (ОАЭ). ОАЭ-это возбуждение акустических волн при облучении поглощающей среды модулированным излучением. Вследствие своей статистической природы ЛИ обладает флуктуациями интенсивности, поэтому при поглощении ЛИ в среде из-за неравномерности амплитуды возникают акустические волны. Другой механизм возникновения ОАЭ наблюдается при использовании источников с конечной шириной спектра излучения. Эффект будет возникать за счет процессов, аналогичных оптической демодуляции квадратичным приемником и сопровождаться выделением низкочастотного акустического

сигнала. Очевидно, что генерируемый звук окажется чрезвычайно слабым, но если его уровень окажется выше уровня тепловых шумов, то нельзя исключить его биологической активности. В [53] предпринята попытка количественно оценить энергию светоиндуцированного звука. В качестве масштаба энергии звука использовалась энергия теплового акустического шума. Уровень звука оказалось удобнее оценивать температурой T_s . В равновесных условиях $T_s = T$ среды, а объемная плотность энергии теплового акустического шума в полосе частот $d\omega$:

$$U_{\text{ш}}^{(p)} = kT \frac{\omega^2 d\omega}{2\pi^2 c^3} \quad (15)$$

где c — скорость звука, ω — частота светоиндуцированного звука.

При малых интенсивностях получения акусто-оптическое преобразование является линейным. Тогда, используя известное выражение для коэффициента передачи, связывающего спектральные плотности флуктуаций излучения и светоиндуцированного звука, и соотношения между мощностью звука, его интенсивностью и флуктуациями давления в звуковой волне, можно записать:

$$U_{\text{ш}}^{(a)} = f(\omega) \left(\frac{L}{c} \right)^2 \frac{\bar{P}^2}{\Delta\omega} \frac{\omega^2 d\omega}{2\pi^2 r^2 \rho} \quad (16)$$

где \bar{P} — средняя мощность источника излучения; $\Delta\omega$ — эффективная ширина частотного спектра излучения; $f(\omega)$ — характеризует частотную зависимость эффективности преобразования; ρ — плотность; L — коэффициент прохождения света через границу среды; r — расстояние от области поглощения света до точки наблюдения.

Результирующая звуковая температура описывается выражением:

$$T_{\text{ш}} = (1 + \Lambda)T, \quad (17)$$

где

$$\Lambda = \frac{U_{\text{ш}}^{(a)}}{U_{\text{ш}}^{(p)}} \approx f(\omega) \frac{\bar{P}^2}{\Delta\omega}$$

Аппроксимируя физические свойства биологической среды свойствами воды, авторы приходят к выводу, что в ткани может возникнуть звук, превышающий уровень тепловых шумов. Можно отметить также еще несколько факторов, которые могут способствовать усилению эффекта:

- 1) реальные источники излучения обладают значительными собственными низкочастотными флуктуациями, что приводит к значительному уменьшению эффективной ширины частотного спектра излучения;
- 2) анизотропия оптических свойств биологических тканей позволяет рассматривать биосреду как структуру из элементов в виде открытых оптических резонаторов, соединенных в связанные системы с некоторой добротностью.

Предположительной причиной биологической активности, по мнению авторов, является то обстоятельство, что при воздействии на биосреду низкочастотного излучения в ней возникает широкий спектр звуковых колебаний. Воздействие этих колебаний на среду эквивалентно ее селективному нагреву. При селективном нагреве увеличивается скорость ферментных реакций, что, возможно, и объясняет стимулирующий эффект.

Интересна попытка авторов работы [54] объяснить стимулирующий эффект влиянием ЛИ на биологические мембраны. Подход базируется на следующем предположении: воздействие ЛИ приводит к неоднородностям температурного поля в биотканях вследствие неравномерного распределения поглощающих центров (биомембран, белков и ионов в растворе). Характер температурной неоднородности зависит от длины волны и спектральных характеристик излучения. Температурная неоднородность может привести к деформациям клеточных мембран, которые являются не только механическими перегородками в клетках, но и высокоизбирательными фильтрами, поддерживающими концентрацию ионов калия и натрия по обе стороны мембраны. Нарушение равенства концентрации или температуры по обе стороны мембраны приводит к появлению осмотического давления на нее. В связи с различной проницаемостью мембран для молекул воды и ионов возникает перепад давлений, который приводит к поперечному смещению мембраны. В результате расчетов авторы получили выражение, позволяющее оценить частоту модуляции, при которой наблюдается описанный эффект:

$$\omega_{mod} = \frac{10^4}{d(d^4 + 10^2)^{\frac{1}{4}}} \quad (18)$$

Здесь d -область изменения температуры и концентрации вблизи мембраны, размеры которой зависят от конкретного вида клетки (1-10 мкм); ω_{mod} частота модуляции ЛИ.

В работе получены значения ω_{mod} порядка 10^2 - 10^3 Гц, которые хорошо согласовались с экспериментальными данными. В экспериментах использовалось ЛИ с длиной волны от 0.4 до 1 мкм.

Рассматривая и сопоставляя результаты, к которым пришли авторы рассмотренных публикаций, можно заметить, что причиной биологической активности ЛИ предполагается не действие излучения лазера само по себе, а модуляция его частотами, совпадающими с частотами резонансного поглощения либо белковых молекул, либо клеточных мембран. Это обстоятельство позволяет предположить, что подбором частоты следования импульсов и их формы можно добиться большей выраженности стимулирующего эффекта.

1.4. Лазерные офтальмокоагуляторы ближнего инфракрасного диапазона

В настоящее время в мире выпускается достаточно много лазерных офтальмологических установок, применяемых для лечения заболеваний глаз. Установки можно классифицировать следующим образом:

1. Установки для эндоофтальмохирургии (излучение подводится через световод).
2. Установки для транспупиллярной офтальмохирургии (подвод излучения осуществляется через оптические среды глаза).

1.4.1. Эндоофтальмоустановки

Эндоофтальмоустановки предназначены для применения в случаях, когда подвод излучения непосредственно через оптические среды глаза затруднен или невозможен. К таким случаям можно отнести повреждение или помутнение хрусталика, катаракту, внутриглазные кровоизлияния. Впервые коагуляция сетчатки с использованием оптического волокна была осуществлена в 1964 году, но широкое распространение такого рода установки получили только в последнее десятилетие. Подвод излучения к тканям производится через световод, который чаще всего вводится внутрь глаза через слезный канал. Чаще всего применяются аргоновый, гелий-неоновый, YAG:Nd³⁺ и полупроводниковый лазеры. Были попытки использования эксимерных лазеров, но последние не нашли широкого применения в связи с тем, что излучение УФ диапазона очень интенсивно поглощается биологическими тканями, поэтому глубина его проникновения не превышает нескольких десятков микрометров. Кроме того, ультрафиолетовое излучение представляет опасность для органов зрения обслуживающего персонала, что требует принятия особых мер безопасности [55]. Из лазеров, работающих в БИК диапазоне, используются YAG:Nd³⁺ лазеры, и в последнее время все шире используются полупроводниковые лазеры.

1.4.2. YAG:Nd³⁺ эндоофтальмокоагуляторы

Впервые YAG:Nd³⁺ эндоофтальмокоагулятор был предложен в 1983 году [56]. Работы над созданием YAG:Nd³⁺ эндоофтальмокоагуляторов были стимулированы высокой стоимостью аргоновых эндолазеров и ограниченной их пригодностью. Авторам удалось создать недорогой, неприхотливый в обслуживании и компактный эндолазер. Эта установка оказалась более эффективной в некоторых случаях, чем эндоустановка на основе аргонового лазера.

Главный недостаток YAG:Nd³⁺ эндолазеров заключается в сильной зависимости эффекта коагуляции от содержания в тканях пигмента меланина, основного поглотителя ИК излучения. Кроме того, изучение срезов сет-

чатки после коагуляции фовсальной зоны показало, что излучение практически не поглощается пигментами сетчатки. Это обстоятельство, как уже отмечалось, весьма полезно, если необходимо оставить сетчатку интактной, но в случае, когда следует воздействовать именно на сетчатку, YAG:Nd³⁺ эндолазер может оказаться менее эффективным, чем другие типы лазеров.

В работе [57] дано описание семейства YAG:Nd³⁺ эндолазерных систем, разработанных в институте оптоэлектроники Варшавской военно-технической академии. Система предназначена для коагуляции сетчатки глаза и цилиарного тела через склеру. Метод основан на относительно высоком коэффициенте пропускания склерой излучения БИК диапазона. Источником излучения служил YAG:Nd³⁺ лазер с энергией импульса до 0.5 Дж. Во время коагуляции сетчатки профилированный наконечник световода вводился через слезный мешочек, а наблюдение глазного дна осуществлялось через микроскоп.

В России над созданием YAG:Nd³⁺ эндолазерных систем с 1989 года работал коллектив офтальмологов под руководством Коссовского Л.В. Ими создана первая советская эндолазерная установка [58,59]. В этих работах сообщается об успешном клиническом использовании описанных аппаратов. В работе [60] сообщается о создании эрбий-ИАГ эндолазера, примененного для иссечения мембран в стекловидном теле на глазах кроликов.

Хорошие эксплуатационные характеристики делают YAG:Nd³⁺ лазеры весьма привлекательным для создания на их основе эндолазеров для лечения заболеваний глаз.

1.4.3. Полупроводниковые эндоофтальмокоагуляторы

По мнению автора [61], в ближайшие 5 лет развитие лазерной офтальмологии ознаменуется широким внедрением в клинику твердотельных полупроводниковых лазеров. С этим видом лазерных коагуляторов связаны большие надежды медиков и разработчиков медицинской аппаратуры. Полупроводниковые лазеры (ППЛ) обладают рядом преимуществ перед другими лазерами, применяемыми для создания фотокоагуляторов [62]:

- 1) ультракомпактность (выпускаемые в настоящее время коммерческие типы эндолазеров в десятки раз меньше, чем наиболее распространенные сегодня аргоновые и YAG:Nd³⁺ эндолазеры);
- 2) высокая экономичность, обусловленная относительно высоким коэффициентом полезного действия – 30-70% у ППЛ и 1-3% у традиционных лазерных излучателей, что дает принципиальную возможность создания полностью автономных эндолазерных установок, работающих на никель-кадмиевых аккумуляторах;
- 3) более продолжительный срок службы (до 30000 часов)[59];
- 4) бесшумность работы, так как отсутствует необходимость в принудительном водяном или воздушном охлаждении;

- 5) относительная дешевизна по сравнению с аргоновыми и газовыми лазерами;
- 6) простота сопряжения со световодами.

Согласно [63], эндолазерные коагуляты, произведенные ППЛ, идентичны аргоновым. Отмечается тот факт, что для производства идентичных лазерных очагов коагуляции при применении ППЛ нужна намного меньшая мощность излучения, чем при использовании аргонового лазера [64,65]. Следует отметить, что диодная эндолазерная коагуляция пока еще не получила широкого распространения, но имеющиеся уже сегодня результаты экспериментов по применению полупроводниковых эндолазеров позволяют говорить о перспективности данного направления лазерной техники.

1.4.4. Офтальмокоагуляторы БИК диапазона

Офтальмокоагуляторы предназначены для подвода энергии оптического излучения к внутриглазным тканям через оптические среды глаза. Офтальмокоагуляторы на базе ППЛ и YAG:Nd³⁺ лазеров применяются весьма широко в офтальмологии, их эффективность подтверждается множеством публикаций. Особый интерес представляют появившиеся относительно недавно на рынке ППЛ фотокоагуляторы. Впервые ППЛ офтальмокоагулятор был предложен в 1987 году, а уже в 1989 году на рынке появилась первая коммерческая модель фирмы "Keeler", хорошо зарекомендовавшая себя в клинической практике. Эффективность работы этой установки подтверждена исследователями института глазных болезней им. В.П. Филатова АМН Украины [66]. Полученные результаты позволяют говорить о высокой эффективности ППЛ коагуляторов для лечения заболеваний глазного дна. Работы по созданию аналогичных установок интенсивно ведутся учеными СНГ. Так, в частности, имеется сообщение о создании отечественного ППЛ офтальмокоагулятора совместно учеными МНТК "Микрохирургия глаза" и учеными Санкт-Петербургского физико-технического института им. А.Ф. Иоффе [67]. Параметры неодимовых и полупроводниковых офтальмокоагуляторов, разработанных и производимых предприятиями СНГ и специализирующимися в выпуске лазерной медицинской техники зарубежными фирмами, представлены в табл.2 [8,68,69].

2. Моделирование особенностей взаимодействия ЛИ БИК диапазона с тканям глазного дна

Целью работы являлось создание математической модели, позволяющей рассчитать температурное поле при облучении тканей глазного дна лазерным излучением и определить границы очага лазерокоагуляции. Рассматривалась двухслойная цилиндрическая модель Хэма-Куарка, так как в основном излучение поглощается пигментным эпителием и сосудистой оболочкой. Поглощением сетчатки и склеры можно пренебречь. Радиус области

Таблица 2
Параметры лазерных офтальмокоагуляторов БИК диапазона

фирма	модель лазера	тип лазера	регулируемая энергия	длительность импульса	диаметр пятна, мм	мощность излучения, Вт	энергия импульса, мДж	охлаждение
HGM Medical Lasers Inc.	PENACLE™	YAG:Nd³⁺	—	—	—	—	10	воздушное
HGM Medical Lasers Inc.	SURGICA™ KG	YAG:Nd³⁺	—	—	—	10	—	воздушное
Alcon	Alcon 3000LE	YAG:Nd³⁺	—	—	—	—	10	воздушное
H.S. Meridian Inc.	Microcrater III	YAG:Nd³⁺	—	—	—	0.2-10	—	водяное
IKS Medical Instrument Inc.	Oculight SL	As-Ga	—	0.1-1 с	—	0.3	—	воздушное
Koeler Instrument Inc.	Koeler Microlaser	As-Ga	сплошная	0.02-1 с	100-500	0-1.2	—	воздушное
Coherent	Coherent M 9900	YAG:Nd³⁺	сплошная	15 нс	25	—	0.15	воздушное
Орион	Vivid YAG	YAG:Nd³⁺	дискретная	1 мс	30	—	0.4-10	воздушное
Iskra Electronics	Твор	YAG:Nd³⁺	сплошная	5 нс	15	—	0.10	воздушное
	Ятаган-4	YAG:Nd³⁺	сплошная	Вис	50	—	1-16	—
МНТК "Микролазерный фотоконгулятор"	Экспериментальный фотоконгулятор	In-Ga-Al-P	сплошная	0.025-0.83 мс	100-500	0.1	—	—

выбран равным радиусу светового пятна на сетчатке. При расчете решалось дифференциальное уравнение теплопроводности [39]:

$$\frac{dT}{dt} - \frac{q}{\rho x} = \frac{q}{\rho x} \left(\frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} + \frac{d^2 T}{dz^2} \right) \quad (19)$$

При нулевых начальных и граничных условиях для цилиндрической модели: $T(r, z, 0) = 0; T(R, Z, t) = 0$. Здесь q - энерговоыделение в поглощающих средах; $R, Z = 1$ см (порядка размера глаза). Коэффициенты ρ, χ, ϵ для ПЭ и СО приведены в табл.3 [41,42,43].

Мощность поглощаемого оптического излучения в ПЭ и СО задавалась выражениями:

$$\begin{aligned} P_1 &= P_0 \exp(-\alpha_1 z), \\ P_2 &= P_0 \alpha_2 \exp(d(\alpha_1 - \alpha_2) - \alpha_2 z), \end{aligned} \quad (20)$$

где P_0 - интенсивность облучения сетчатой оболочки при $r=z=0$; d - толщина пигментного эпителия; α_1 и α_2 - коэффициенты поглощения ПЭ и СО соответственно. Для нормальной ткани они принимались: 300 см^{-1} для ПЭ и 50 см^{-1} для СО. R - радиус пятна излучения на сетчатке. Типичные значения радиуса пятна сфокусированного излучения при применении офтальмокоагуляторов лежат в области 25-100 мкм. При расчете R принимался равным 100 мкм. Рассматривались мощности 0.1-10 Вт.

Расчет доли денатурированных молекул производился по формуле [25]:

$$\frac{dS}{dt} = -KS, \quad (21)$$

где S - количество облучаемого материала; K - коэффициент скорости биохимической реакции, который определялся зависимостью:

$$K = \frac{kT}{h} \exp \left[\frac{(\Delta H - T\Delta S)}{RT} \right]. \quad (22)$$

Здесь ΔH - изменение свободной энергии; ΔS - изменение энтропии. Величины ΔH и ΔS являются константами, которые определяются характером конкретной химической реакции и внешними условиями. В данном случае $\Delta H = 573000 \text{ Дж/(моль}\cdot\text{К)}$; $\Delta S = 1390 \text{ Дж/(моль}\cdot\text{К)}$ [21].

Таблица 3
Параметры пигментного эпителия и сосудистой оболочки

ткань	d, мкм	ϵ , кал $^\circ\text{C}\cdot\text{г}$	ρ , г/см 3	χ , кал $^\circ\text{C}/\text{с}\cdot\text{см}$
ПЭ	10	0.76	1.17	0.0015
СО	100	0.87	1.17	0.0019

Кроме того, сделана попытка оценить и промоделировать влияние изменения оптических свойств тканей при коагуляции белков. С этой целью поставлен эксперимент, в котором измерялось пропускание нормальной и денатурированной ткани. В качестве модельной среды использовался раствор яичного белка альбумина. Выбор модельной среды обусловлен доступностью экспериментального материала и хорошей изученностью его физических свойств, а также удобством наблюдения процесса коагуляции в образце. Пропускание измерялось в интервале от 0.48 до 0.81 мкм на спектрофотометре. На длине волны 0.815 мкм также проводились измерения с помощью ППЖ. Исследовались образцы толщиной 4 мм. Коагуляция проводилась в термостате. Образцы выдерживались 30 минут при температуре 70 °С до полной денатурации белка. На основании экспериментальных данных построены графики, изображенные на рис.7 и рис.8. Статистическая обработка результатов эксперимента не проводилась. На основании экспериментальных результатов можно сделать вывод, о том, что оптические свойства биологических тканей при коагуляции, вызванной излучением лазера, претерпевают значительные изменения. Так как изменения коэффициента поглощения при коагуляции не происходит [45], то уменьшение пропускания образца было обусловлено изменением рассеивающих свойств вследствие изменения внутренней структуры ткани [45]. Предполагается, что пропускание зависит от концентрации денатурированных молекул и может быть аппроксимировано выражением:

$$G = g/f_0 \quad (23)$$

где G -ослабление оптического излучения средой. f -концентрация коагулированных молекул. f_0 -концентрация молекул белка в нормальной ткани, g -коэффициент ослабления, связывающий ослабление ОИ с концентрацией денатурированных молекул. В этом случае выражения (20) принимают вид:

$$P_1 = P_0 \exp(-(\alpha_1 + G)z),$$

$$P_2 = P_0 \alpha_2 \exp(d(\alpha_1 - \alpha_2) - (\alpha_2 + G)z). \quad (24)$$

Программа для расчетов написана на языке Паскаль. Вначале для каждого момента времени вычислялась температура в элементарном объеме облучаемой области и при превышении температуры нагрева 50 °С вычислялась концентрация денатурированных молекул. Температура 50 °С выбрана из того условия, что она является пороговой [25], то есть коагуляция белков начинается только при ее превышении. Для каждого временного интервала вычислялось изменение пропускания, и следующий временной интервал рассматривался уже с другим значением параметра. Расчет производился с учетом и без учета изменения пропускания. Графики координат очага лазеркоагуляции, полученные в результате расчетов для различных времен экспозиции, приведены на рис.9,10,11. Более темными линиями представлены границы очага лазеркоагуляции без учета изменения оптического пропускания биотканей в результате нагрева. Светлые линии- координаты

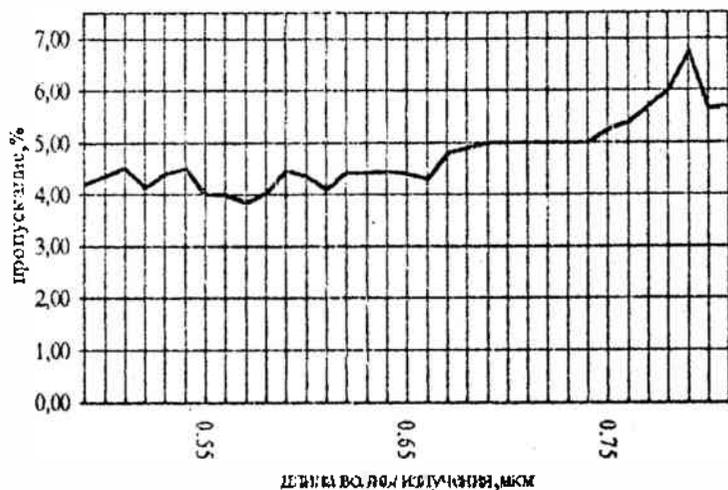


Рис. 7 Пропускание коагулированного образца

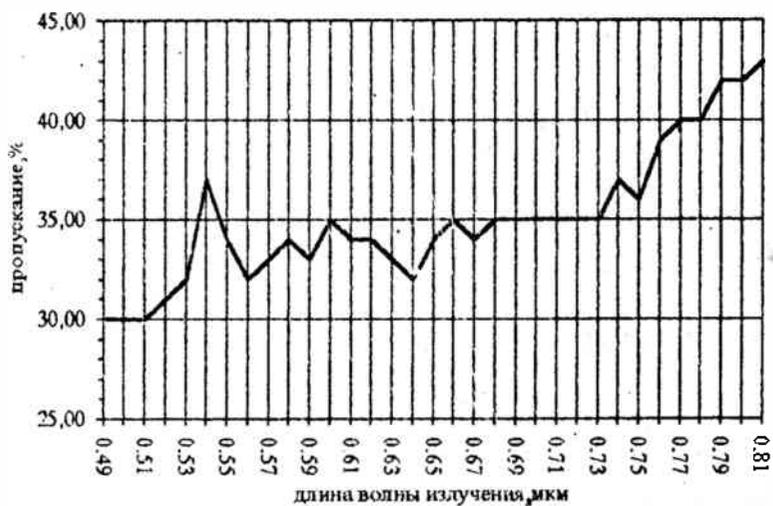


Рис. 8. Пропускание некоагулированного образца

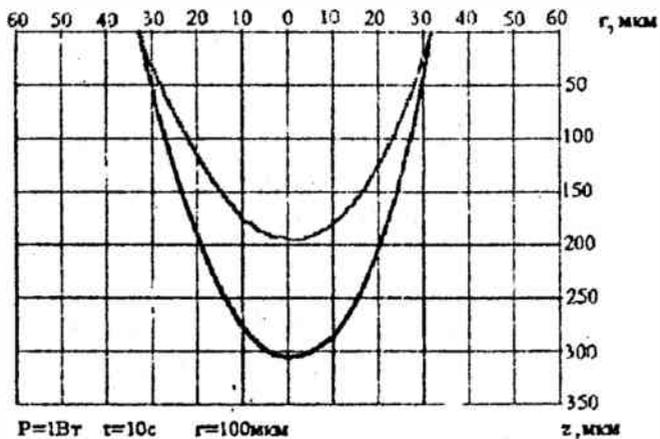


Рис.9 Границы очага лазеркоагуляции при мощности лазерного излучения $P=1\text{Вт}$, времени облучения $t=10\text{с}$, радиусе светового пятна $r=100\text{мкм}$

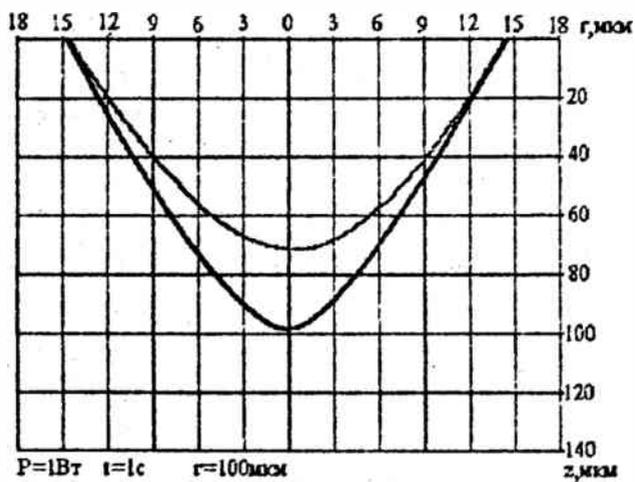


Рис.10 Границы очага лазеркоагуляции при $P=1\text{Вт}$, $t=1\text{с}$, $r=100\text{мкм}$

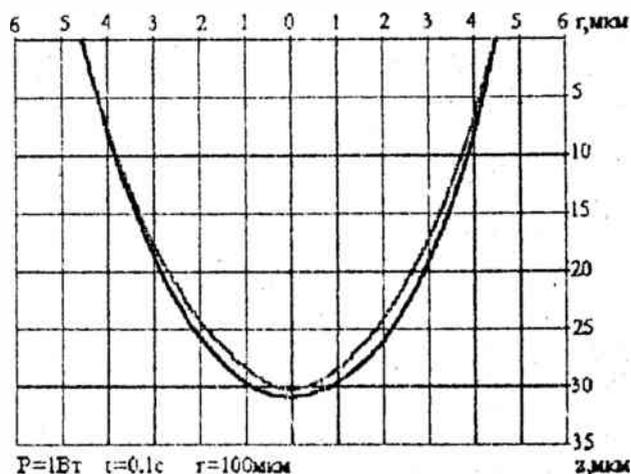


Рис.11 Границы очага лазеркоагуляции при $P=1\text{Вт}$, $t=0.1\text{с}$, $r=100\text{мкм}$

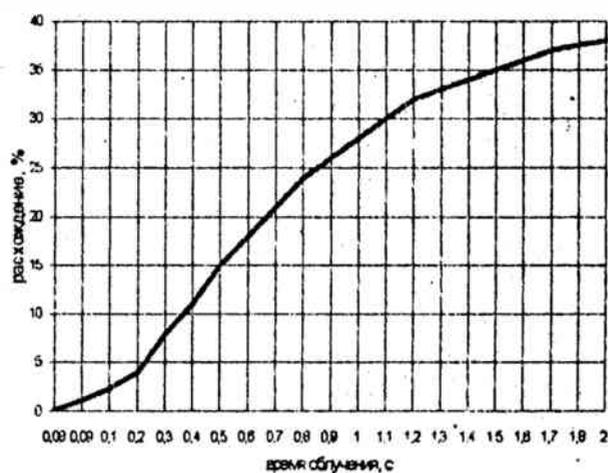


Рис. 12 Зависимость расхождения между максимальными глубинами очага лазеркоагуляции, полученными без учета и с учетом изменения оптического пропускания для различных времен экспозиции

границы очага лазеркоагуляции, вычисленные с учетом изменения оптического пропускания.

Анализируя зависимость, изображенную на рис.12, можно заметить, что при времени экспозиции менее 0.1с рассчитанные с учетом и без учета изменения оптического пропускания координаты грани очага коагуляции практически не отличаются. В интервале 0.1-1с расхождения быстро увеличиваются, а при больших временах облучения эти расхождения быстро достигают насыщения и в дальнейшем не превышают значений порядка 40%, даже при времени облучения 10с и мощности ЛЛ 5-10 Вт, что объясняется полной денатурацией белков. Таким образом, можно сделать вывод о необходимости учета изменения оптического пропускания ткани при времени облучения биологических тканей более 0.1с.

Литература

1. Гамалея Н.Ф. Биологическое действие лазеров.- Киев: Здоров'я, 1969.-243с.
2. Pratesi P., Perdini C. Laser di potenza: applicazioni mediche- Roma: 1989.- 650 p.
3. Mihran R. T. Interaction of laser radiation with structures of the eye// IEEE Trans. Education.- 1991.-V. 34, N 3.-P.250-259.
4. Zvong H.G., Little H.L., Vassiliadis A. Argon Laser Photocoagulation// Saint Louis: C.V. Mosby Company, 1975.-P.143-162.
5. L'Esperance F.A. Ocular photocoagulation a stereoscopic atlas// Saint Louis: C.V. Mosby Company. 1975.- P.93-105.
6. Сапрыгина П.И., Шубочкин Л.П., Сумарокова Е.С. Лазеры в офтальмологии.-Саратов: Саратовский государственный университет, 1982.-113с.
7. Волков В.В. Применение лазеров в офтальмологии// Известия АН СССР. Серия физическая.- 1982.- Т.46, N 8.- С.1548-1555.
8. Беликова И.Н., Белоногова Е.К., Дьяконова Ю.Г. Лазерная медицинская техника. Обзор отечественного рынка// Лазерная техника и оптоэлектроника.-1992.- N 1-2.- С.186-194.
9. Елисеев П.Г., Фам Ван Хой. Применение полупроводниковых лазеров в медицинской технике// Труды физического института РАН.- 1992.- Т. 216.- С.186-194.
10. Geeraets W.J. The loss of light energy in retina and choroid// Arch. Ophthalm.- 1960.-V.64, N 3.-P.606-615.
11. The relative absorption of thermal energy in retina and choroid/W.J. Geeraets, R.S. Williams, G. Chan, et al.// Invest. Ophthalmol.-1962.- V.1, N 3.- P.340-347.
12. Geeraets W.J. Ocular spectral characteristics as related to hazards from lasers and light sources// Amer. J. Ophthalmol. - 1969.-N 5.-P.350-355.
13. Boettner E.A., Wolter J.R. Transmission of the ocular media// Invest. Ophthalmol.- 1962.- V.1, N 7.- P.776-783.

- 14.Ковач Р.И. Термические эффекты в моделях тканей глазного дна при воздействии интенсивных источников света// Зарубежная радиоэлектроника.- 1977- N9. С.-87-96.
- 15.Тучин В.В. Шубочкин А.П. Применение лазеров в офтальмологии. Ч.1.Взаимодействие оптического излучения с тканями глаза// Обзоры по электронной технике. Сер.11. Вып.2.-М.:ЦНИИ "Электроника". 1984.-54с.
- 16.Преображенский П.В., Шостаков В.И., Балашевич Л.И. Световые повреждения глаз.-Л.:Медицина, 1986.- 26с.
- 17.Файн С., Клейн Э. Биологическое действие излучения лазера.-М.:Атомиздат, 1968.- 103с.
- 18.Evans L.R., Morgan C.G. Intensity distribution of focused laser beams in bio-medical studies// Physics in medicine and biology.-1969.-V. 4, N 2.- P. 202-212.
- 19.Борн М., Вольф Э. Основы оптики.- М.:Наука, 1970.- 320с.
- 20.Глазков В.Н., Желтов Г.И. О новых возможностях применения лазерного излучения ближнего инфракрасного диапазона в лечении заболеваний глазного дна// Изв. АН СССР. Сер. физическая.-1990.- Т.54.- С.1941-1948.
- 21.Глазков В.Н., Желтов Г.И. Лазерный метод определения температурной зависимости константы скорости фотокоагуляции in vivo// Вестн АН БССР. Сер. физ.-мат. наук.- 1986.-Вып. 3.- С.3-16.
- 22.Лазеры в клинической медицине/ Под ред. А.Ф. Плетнева.- М.:Медицина, 1981.- 340с.
- 23.Антипенко Б.М., Берзин Г.И. Лазеры ближнего и среднего инфракрасного диапазона в офтальмоонкологии// Известия АН СССР, Сер. физическая.-1990.- Т.54, N 10.- С.1935-1939.
- 24.Волков В.И., Балашевич Л.И. О выборе генератора для фотокоагуляции глазного дна// Офтальмологический журнал.-1978.- N 5.- С.330-333.
- 25.Маршалл Э. Биофизическая химия. Принципы, техника и приложения.-М.:Мир, 1981.- 358 с.
- 26.Hu C.L., Barner F. S. The thermal-chemical damage in biological material under laser irradiation// IEEE Trans. Bio Medical Engng.- 1970.- V.BME-17, N 3.- P. 220-229.
- 27.Либерсон М.Н., Имае Я.А., Рубанова Г.М. К вопросу о тепловом повреждении пигментированных тканей лазерным излучением// Применение методов и средств лазерной техники в биологии и медицине. Труды Всесоюзной конференции.- Киев:Навукова думка.- 1982.- С.207-211.
- 28.Wheeler C.B. Calculation of retinal temperature distributions resulting from laser irradiation of the eye: I.Continuous lasers// Phys. Med. Biol.-1976.- V.21, N 4.- P.616-630.
- 29.Карлсону Г., Вегер Д. Теплопроводность твердых тел.- М.:Наука, 1964.- 130с.
- 30.Vassiliadis A. Ocular damagee from laser radiation// Laser application in medicine and biology. V.1.- New York and London: Plenum Press, 1971.- P.125-162.

31. Priede L. A., Welch A.J. A dimensionless model for the calculation of temperature increase in biologic tissues exposed to nonionizing radiation// IEEE Trans. Biomedical Engin.- 1979.- V. BME-26, N 4.- P. 244-260.
32. Griess G.A. Blankenstein M. F. Multiple-Pulse laser retinal damage thresholds// Amer. Industrial Hygiene Association J.- 1981.- V. 42, N 4.- P.287-292.
33. Griess G.A. Blankenstein M. F., Villiford G.G. Ocular damage from multiple-pulse laser exposures// Heals phys.- 1980.- V. 42, N 6.- P.921-927.
34. Слайни Д.Х. Механизмы взаимодействия лазерного излучения с глазными тканями: установление предельных уровней облучения человека// Квантовая электроника.- 1981.- Т.8, N 12.- С.2640-2649.
35. Vos J.J. A theory of retinal burns// Bull. Math. Biophys.- 1962.- V.24, N1.- P. 115-119.
36. Ham W.T. Flash burns in the rabbit retina// Am. J. Ophthalmol.- 1958.- V.46, N 7.- P. 700-706.
37. Ham W.T. Ocular effects of laser radiation// Acta Ophthalmol.- 1965.- V.43, N 4.- P.390-397.
38. Clarke A.M. An equilibrium thermal model for retinal injury from optical source// Appl. Opt. Soc. Amer.- 1969.- V.8, N 10.- P.1051-1056.
39. Mainster M.A. Retinal-temperature increases produced by intense light sources// J. Opt. Soc. Amer.- 1970.- V.60, N 3.- P.260-263.
40. Lund David J., Beatrice Edwin S. Near infrared laser ocular bioeffects// Health. Phys.- 1989.- V.56, N 5.- P. 631-636.
41. White T.G., Mainster M.A., Tips J.H. Chorioretinal Thermal Behavior// Bull. of mathematical Biophysics.- 1970.- V.32- P. 315-322.
42. Spells K.E. The Thermal Conductivities of Some Biological Fluids// Phys. Med. Biol.-1960.- V.5, N 2.- P.139-153.
43. Hayes J.R., Wolbarshi M.E. Thermal Model for Retinal Damage Induced by Pulsed Lasers// Aerospace Medicine.- 1968.- V. 39, N 5.- P. 474-480.
44. Ильясов И.К., Приходько К.Б. Метод Монте-Карло для расчета температурного распределения в рассеивающей биологической среде, нагреваемой лазерным импульсом// Письма в ЖТФ.- 1994.- Т.20, вып. 4.- С.76-81.
45. Васильев В.Н., Серков С.К. Тепловое состояние органической ткани при воздействии лазерного излучения// Инженерно-физический журнал.- 1992.- Т. 63, вып. 4.- С.449-456.
46. Zaidi Q., Poczorny J. Appearance of pulsed infrared light second harmonic generation in the eye// Appl. Opt.- 1988.- V.27, N 6.- P. 1064-1068.
47. Motamedi M., Welch A. J., Chaong Wai-Fung. Thermal lensing in biologic medical// IEEE J. Quantum Electr.- 1988.- V. 24, N4.- P. 309-313.
48. Jerath M.R., Gardner C.M., Rylander H.G. Dynamic optical property changes implication for reflectance feedback control of photocoagulation.// J. Photochem. Photobiol.- 1992.- N 16.- P.113-126.

49. Jang J., Welch A.J., Rylander H.G. Rate process parameters of albumen// *Lasers Surg. Med.*- 1991, N 11.- P.188-190.
50. Optical properties of normal, diseased and laser photocoagulated myocardium at the YAG:Nd³⁺ wavelength. R. Splinter, R.H. Svenson L. Littmann et al. // *Lasers Surg. Med.*- 1991, N 11.- P. 117-124.
51. Kurocava J., Ouchi H., Taguchi J. et al. Surgical application of low-power laser: experimental study, development// *Nippon Geka Gakkai Zasshi.*- 1989, N 96.- P. 1585-1588.
52. Ушкова Л.М., Малькова Н.Ю. Низкоинтенсивная лазерная терапия в офтальмологии. Медико-биологические экспериментальные исследования. Опыт использования в клинике и на производстве. Аппаратура// *Лазерная биология и лазерная медицина. Практика. Материалы докладов республиканской школы-семинара. Ч.2.*- Тарту: 1991.- С.53-59.
53. Леонов П.Г., Никитин С.Ю., Гукман Г.И. Возможная роль оптико-акустических эффектов в низкоинтенсивной лазерной терапии// *Лазерная биология и лазерная медицина. Практика. Материалы докладов республиканской школы-семинара. Ч.2.*- Тарту: 1991.- С.65-72.
54. Воронина С.Ю., Калдан М.А., Степанюк В.А. Воздействие низкоинтенсивного лазерного излучения на биоткани// *Письма в ЖТФ.*- 1990.- Т.16, вып.6.- С.56-59.
55. Глинчук Я.И., Мамсиев А.С. Эндолазеры в офтальмохирургии. Обзор литературы// *Офтальмохирургия.*- 1991.- N 3.- С.44-50.
56. Reuman G.A., Conway M.D., Ganti S. A neodymium-YAG endolaser// *Ophthalmic. Surg.*- 1983.- V.14.- P.309-313.
57. Зенкевич Я., Новаковский В. Применение YAG:Nd³⁺ лазера в офтальмологии// *Известия АН СССР. Сер. физическая.*- 1990.- Т. 54, N 10.- С.1935-1940.
58. Коссовский Л.В., Артемьев Н.В., Игнатъев С.В. Офтальмохирургический неодим-гранатовый эндолазерокоагулятор непрерывного режима на волоконной оптике (ИАГ эндолазер)// *Офтальмохирургия.*- 1989.- N 3-4.- С. 67-68.
59. Коссовский Л.В., Артемьев Н.В. Использование неодимового ИАГ-эндолазера для коагуляции ткани заднего сегмента глаза// *Огнестрельная травма органа зрения. Тезисы научной конференции.*- Л.:1989.-С.67-68.
60. Margolis T.J., Farmath D.A., Destro M. Erbium YAG laser surgery of experimental vitreous membranes// *Arch. Ophthalm.*-1989.- V.107.- P. 424-428.
61. Mc Hug J.D.A., Marchall J., Hamilton A.M. Diode laser: a new era in retinal photocoagulation// *Second International Congress of Laser Technology in Ophthalmology.*- Lugano: 1989.- P.19.
62. Puliafito C.A. Transpupillary and endophotocoagulation with a semiconductor diode laser// *Second International Congress of Laser Technology in Ophthalmology.*- Lugano: 1989.- P.20.
63. Puliafito C.A., Deuth T.F., Boll J.M. Semiconductor laser endophotocoagulation of the retina// *Arch. Ophthalmol.*- 1987.- V.105.- P.484-487.

64. Federman J.L., Ducer J.S., Shubert H.D. Semiconductor diode laser endocoagulation // Second International Congress of Laser Technology in Ophthalmology.- Lugano: 1989.- P.21
65. Semiconductor diode laser photocoagulation of human malignant melanoma. R. Brancato, R. Pratesi, G. Leoni et al. // Amer. J. Ophthalm.- 1989.- V.107, N 3.- P.295-296.
66. Катинцева Л.Т., Козина Л.В., Нестеров Ю.В. Диодный лазер в лечении диабетической ретинопатии // Офтальмологический журнал.- 1994.- N 3.- С.129-131.
67. Первый отечественный полупроводниковый лазерный офтальмокоагулятор. Л.И. Балашевич, Д.З. Гарбузов, С.В. Гончаров и др. // Офтальмохирургия.- 1992.- N 3.- С.36-44.
68. Семенов А.Д., Крылов Л.А., Анализ применения установок фирм "Coherent", "Orton", "Iskra Electrooptica" при ИАГ-лазерной задней капсулотомии // Офтальмохирургия.- 1991.- N 4.- С. 50-63.
69. Laser specification tables // Laser Focus World. Medical Laser Buyer Gyide.- 1994.- P.60-63.

ОПТИЧЕСКИЕ ДЕТЕКТОРЫ В ПРИБОРАХ ДЛЯ КАПИЛЛЯРНОГО ЭЛЕКТРОФОРЕЗА

Высокоэффективный капиллярный электрофорез (ВКЭ) в последние годы находит все более широкое применение в медицине, экологии, химии, фармацевтике и других областях, традиционно использующих методы аналитической хроматографии. Это обусловлено возможностью достижения высокой чувствительности метода ВКЭ ($10^{-9} \div 10^{-10}$ моль/л) [1] и высокой разделяющей способностью (10^6 теоретических тарелок) [2] при супермалом объеме анализируемого вещества ($0.01 \div 0.1$ мкл) и малом расходе высокочистых реактивов, а также простотой эксплуатации и экспрессностью анализа. За рубежом выпуск приборов ВКЭ освоен ведущими в аналитическом приборостроении фирмами, в странах СНГ такие приборы не выпускаются, а только проводится их разработка.

Типичный прибор ВКЭ содержит кварцевый капилляр с внутренним диаметром $10 \div 100$ мкм и наружным $170 \div 360$ мкм. Капилляр с длиной $20 \div 100$ см устанавливается в термостабилизированном объеме. Концы капилляра погружены в два резервуара с электролитом, которыми также заполняется капилляр путем создания перепада гидростатического давления в резервуарах. К резервуарам с электролитом подводятся два электрода, на которые в процессе работы прибора подается высокое напряжение $10 \div 30$ кВ при токе до 300 мкА.

Ввод пробы анализируемого вещества в капилляр осуществляется путем замены одного резервуара с электролитом на резервуар с анализируемым веществом и последующим включением на несколько секунд высокого напряжения в $3 \div 5$ раз меньшего, чем при самом разделении (электрокинетический метод). Распространен также гидродинамический метод ввода пробы в капилляр путем создания повышенного гидростатического давления в резервуаре с анализируемым веществом. Объем вводимой пробы, как правило, должен быть не более чем $1 \div 2$ % от общего объема электролита в капилляре, что составляет $1 \div 50$ нл. После ввода пробы вновь устанавливается резервуар с электролитом, и на электроды подается высокое напряжение для разделения пробы. Разделение пробы основано на различии скоростей движения растворенных в электролите частиц под действием электрического поля, причем разделение катионов,

анионов и нейтральных частиц осуществляется при одном анализе. Время анализа пробы в зависимости от характеристик вещества и условий разделения колеблется от 1 до 30 мин. Детектирование разделенных и движущихся по капилляру зон, содержащих различные по своим физическим характеристикам вещества, далее осуществляется на противоположном от ввода пробы конце капилляра. После регистрации последнего пика вещества выполняется промывка капилляра от остатков разделения и его заполнение чистым электролитом для проведения следующего забора пробы и ее разделения. Весь процесс работы прибора может быть полностью автоматизирован [3].

Детектор в приборах для ВКЭ является одним из основных его узлов, от которого зависят чувствительность анализа и его разрешающая способность. Среди детекторов выделяются два основных типа. Во-первых, детекторы, основанные на регистрации изменения значения какого-либо физического параметра анализируемого вещества от такого же параметра раствора, заполняющего капилляр. Это рефрактометрический детектор, а также детекторы, использующие так называемый непрямой метод регистрации. Второй тип детекторов основан на регистрации специфических характеристик, присущих только детектируемому веществу. Это детекторы, регистрирующие селективное поглощение вещества, растворенного в буферном растворе, или его флуоресценцию, а также спектр комбинационного рассеяния. Детекторы первого типа являются универсальными. Однако они имеют меньшую чувствительность и ограниченный динамический диапазон, так как в этом случае сигнал детектора зависит не от абсолютного значения регистрируемого параметра, а от их различия у анализируемого вещества и основного буферного раствора [4].

В настоящее время наиболее распространены оптические типы детекторов: спектрофотометрический (УФ-детектор), флуориметрический и рефрактометрический. Ниже будет рассмотрен каждый из этих детекторов в отдельности и проведено сравнение их характеристик и областей применения.

Абсорбционные спектрофотометрические детекторы

Этот тип детекторов в выпускаемых приборах для ВКЭ применяется наиболее широко. Он основан на измерении величины оптической плотности анализируемого вещества от ультрафиолетовой до видимой области. Так как зачастую детектирование большинства веществ осуще-

ствляется в ультрафиолетовой области спектра, то в литературе часто используется термин УФ-детекторы.

Малый диаметр капилляра в его цилиндрической форме определяют специфику конструкции УФ-детектора. В общем виде для малых величин оптической плотности (приблизительно 0.01) величина пропускания I/I_0 описывается выражением [5]:

$$\frac{I}{I_0} = 1 - 2.3kcd, \quad (1)$$

где k - коэффициент молекулярного поглощения, c - концентрация вещества, d - средний оптический путь света в капилляре. В этом случае система регистрации детектора измеряет сигнал

$$U \approx I \left(\frac{I}{I_0} - 1 \right), \quad (2)$$

где f - коэффициент усиления системы регистрации.

Шум детектора, определяемый как максимальная амплитуда нулевого сигнала с периодом не более 20 с, можно представить выражением:

$$\Delta U \approx 2U \frac{\Delta I_0}{I_0}, \quad (3)$$

где ΔI_0 - суммарное изменение интенсивности, определяемое шумом фотоприемника, флуктуациями светового потока УФ-лампы и паразитными шумами оптической системы детектора.

Пороговая чувствительность детектора составляет

$$\delta = 2 \div 3 \Delta U. \quad (4)$$

Из приведенных выражений видно, что для повышения чувствительности абсорбционных детекторов необходимо использовать малошумящие фотоприемники, повышать интенсивность и стабильность светового потока УФ-лампы, уменьшать величину паразитного свечения оптической системы в целом. Последнее определяется, в основном, двумя факторами:

- а) рассеянием излучения источника на стенках капилляра;
- б) люминесценцией материала стенок капилляра и других оптических деталей под действием УФ-излучения.

Кроме того, чувствительность детектирования можно повысить за счет увеличения длины среднего оптического пути.

Рассмотрим конкретные оптические схемы УФ-детекторов в ВКЭ. В наиболее простом варианте [6] УФ лампа устанавливается вблизи капилляра. Непосредственно около капилляра располагается диффрагма

круглой или прямоугольной формы. С другой стороны капилляра расположены собирающая оптика, спектральный фильтр и фотоприемник. Используется также вариант проектирования изображения лампы на диафрагму.

В данной оптической схеме важную роль играет соотношение внутреннего диаметра капилляра и размеров диафрагмы. Уменьшение размеров диафрагмы поперек оси капилляра снижает величину паразитных шумов, увеличивает диапазон линейности детектора, но при этом сильно падает I_0 и, следовательно, пороговая чувствительность анализа. Увеличение этого размера диафрагмы приводит к повышению шумов за счет рассеяния света на стенках капилляра и их люминесценции, но увеличивает I_0 . Однако при использовании хорошей спектральной фильтрации и высокоинесцирующих оптических материалов величину этих шумов можно свести к минимуму. Максимальный размер диафрагмы поперек оси капилляра ограничивается эффектом полного внутреннего отражения света УФ лампы на границе внутренней стенки капилляра.

Размер диафрагмы вдоль оси капилляра определяет разрешающую способность детектора. На практике обычно используют круглые диафрагмы диаметром $50 \div 100$ мкм и прямоугольные размером $50 \div 100$ мкм [6-8].

Второй вариант конструкции оптической системы детектора основан на эффекте фокусировки излучения УФ лампы внутрь канала капилляра [9,10]. Фокусировка осуществляется с помощью шаровой линзы, имеющей диаметр 2 мм и минимальный фокус порядка 0.1 мм. Данная линза устанавливается вплотную к стенке капилляра. При этом оптическая система обеспечивает фокусировку светового пучка, падающего на шаровую линзу, во внутренний канал капилляра. После капилляра расходящийся пучок собирающей линзой преобразуется в квазипараллельный и направляется в систему регистрации.

Сравнение этих двух вариантов детекторов показывает, что использование фокусировки излучения позволяет снизить предел обнаружения более чем на порядок [7], расширить динамический диапазон в два и более раз [9]. Это связано с увеличением во втором варианте значения среднего оптического пути d в канале капилляра примерно на 30 % [10] и существенным ростом величины светового потока I_0 через внутренний канал капилляра.

В промышленно выпускаемых приборах для капиллярного электрофореза обычно используются первые два варианта детекторов или их сочетание. Пороговая чувствительность достигает $5 \cdot 10^{-5} \div 10^{-4}$ единиц

оптической плотности (е.о.п.). При детектировании сильно поглощающего вещества с коэффициентом экстинкции 10^5 л/(моль · см) в капилляре с внутренним диаметром 100 мкм и шумом детектирования 10^{-4} е.о.п. концентрационный теоретический предел детектирования вещества будет составлять около 10^{-7} моль/л.

Повышение чувствительности детектора возможно путем увеличения диаметра канала капилляра в зоне детектирования. Такой вариант конструкции предложен в [11], где капилляр диаметром 50 мкм плавно переходит в канал диаметром 150 мкм. Здесь же экспериментально подтверждается отсутствие раомывания пиков вещества при плавном переходе от меньшего диаметра канала капилляра к большему. Достигнуто пятикратное увеличение пороговой чувствительности. Однако использование таких капилляров с участком, на котором внутренний диаметр капилляра увеличен, ведет к существенному сужению ширины зоны вдоль капилляра [12]. В таких детекторах предпочтительнее применение лазерных источников излучения.

Кроме просвечивания капилляра канала, поперек его оси в работах [10,13] предлагаются варианты просвечивания капилляра вдоль оси: U-образный и Z-образный варианты. Оптический путь составил $1 \div 8$ мм, пороговая чувствительность увеличивалась в $10 \div 50$ раз, однако существенно ухудшалась разрешающая способность детектора. В работе [14] предлагается ячейка, позволяющая увеличить эффективную оптическую длину, и таким образом увеличить чувствительность в 40 раз. На поверхность капилляра без защитного полимерного покрытия наносится серебряное покрытие. Через одно окно в серебряной пленке вводится излучение He-Ne лазера. После многократных отражений от внутренней поверхности пленки и проходов через внутренний канал с детектируемым веществом луч выходит через второе окно в пленке и регистрируется фотодиодом. Однако применение такой ячейки приводит к расширению детектируемых зон.

Иногда для подвода и фокусировки оптического излучения во внутренний канал капилляра, а также для сбора прошедшего капилляр излучения используются два оптических волокна с различными диаметрами [15].

Флуорометрические детекторы

Принцип действия флуорометрических детекторов основан на регистрации флуоресценции анализируемого вещества, возбуждаемой мощ-

ным источником светового излучения (лазером или лампой). Флуорометрические детекторы имеют наибольшую чувствительность, и порог обнаружения оценивается величиной $10^{-19} \div 10^{-21}$ моль вещества, что соответствует $10^4 \div 10^5$ молекул [16].

Для капиллярного электрофора наиболее предпочтителен флуорометрический детектор с лазерным источником возбуждения. Последний, вследствие малой расходимости лазерного луча, легко обеспечивает фокусировку его в пятно диаметром $10 \div 20$ мкм, что соответствует объему детектирования в единицы пиколитров, поэтому и разрешающая способность может быть высокой.

Практическая реализация такого детектора связана с проблемой рассеяния лазерного излучения на стенках капилляра и других оптических деталях, а также их наведенной люминесценцией. Современные фотоприемники обеспечивают регистрацию $10^4 \div 10^5$ фотонов/с, а интенсивность лазерного излучения, сфокусированного в детектируемый объем может составлять $10^{18} \div 10^{20}$ фотонов/с \cdot см². Поэтому оптический тракт должен обеспечивать эффективное подавление рассеяния лазерного излучения и наведенной им люминесценции.

В работе [17] описана типичная оптическая схема флуорометрического детектора. В качестве источника света использовался He - Cd лазер (325 нм, 8 мВт). Лазерный луч фокусировался в пятно диаметром 15 мкм с помощью линзы, фокусное расстояние которой равно 1 см. Капилляр устанавливался под углом Брюстера к падающему лазерному лучу, чтобы уменьшить рассеяние лазерного излучения. Диаметр канала капилляра составлял 15 мкм, а объем детектирования - 3 пиколитра. Излучение флуоресценции собираюсь под углом 90° к плоскости лазерный луч-капилляр с помощью десятикратного микроскопного объектива, и далее устанавливались интерференционный фильтр и фотоприемник. Использованием хорошего интерференционного фильтра, работающего в параллельном пучке, удается отсечь 99% и более рассеянного лазерного света.

Уменьшить величину рассеяния можно путем использования капилляра с плоскими стенками [18] или помещения цилиндрического капилляра в "футлярную" жидкость, показатель преломления которой близок к показателю преломления материала стенок капилляра [19]. В последнем случае футлярная жидкость должна быть оптически однородной и не должна люминесцировать. Экспериментальное подтверждение преимущества капилляра с плоскими стенками получено в работе [20].

Непрямые оптические детекторы

Известно, что способность люминесцировать под воздействием УФ излучения, а также сильно поглощать УФ излучение имеет ограниченное количество веществ. Поэтому при анализе нелюминесцирующих и слабо поглощающих веществ к ним приходится присоединять химическим путем флуоресцирующие или поглощающие метки, например, дансилхлорид и другие. Однако эта процедура является достаточно сложной и трудоемкой.

В связи с этим интенсивно развиваются не прямые абсорбционные и флуорометрические детекторы. Так, в работе [21] используется не прямое абсорбционное детектирование анионов. В качестве основного буферного раствора применяется раствор бензойной кислоты, поглощающей на длине волны 254 нм. Непоглощающие вещества регистрируются по уменьшению поглощения в результате вытеснения поглощающих свет частиц буферного раствора анализируемыми частицами.

Аппаратура для непрямого флуорометрического детектирования аналогична флуорометрической [17,22]. Детектирование нефлуоресцирующих веществ осуществляется путем регистрации уменьшения флуоресценции частиц буферного раствора при их замещении веществом анализируемой пробы. В этом случае базовая линия смещается вверх, что соответствует люминесценции чистого электролита в зоне детектирования, а при наличии в ней анализируемого вещества уровень регистрируемой люминесценции снижается, что соответствует пикам, идущим вниз. Таким способом хорошо регистрируются ионы металлов, сульфатиды и др. Концентрационный предел детектирования двуокиси фосфата был достигнут на уровне 10^{-7} моль/л в капилляре с внутренним диаметром 50 мкм и аргоновым лазером в качестве источника возбуждения [22].

Необходимо отметить, что не прямой флуорометрический метод детектирования несколько менее чувствителен по сравнению с прямым методом, однако более чувствителен, чем прямой абсорбционный метод. Основным преимуществом не прямых методов является их универсальность в детектировании любых заряженных частиц. С другой стороны, при анализе очень сложных и составных проб эта универсальность может стать помехой при расшифровке электрофореграмм [23].

Рефрактометрические детекторы

В УФ, видимом и ближнем инфракрасном диапазонах длин волн, находит также применение детектирование по показателю преломления.

Так как детектирование осуществляется прямо в капилляре, то количество возможных для применения в КЭ оптических схем существенно меньше по сравнению с равнообразными детекторами в микроколоночной жидкостной хроматографии. Можно выделить два вида детекторов. Во-первых, рефрактометрические детекторы на основе рефракции лазерного луча при прохождении его через капилляр с исследуемой жидкостью и последующей регистрации интерференционной картины, образованной когерентными лучами, проходящими через внутренний канал капилляра и вне его. Во-вторых, детекторы на основе эффекта отклонения луча при прохождении его через исследуемую жидкость с наведенным в ней продольным градиентом показателя преломления.

Первый тип детекторов описан в работах [24,25]. Детектор содержит $He - Ne$ лазер, последовательно установленные полуволновую и четвертьволновую пластинки для уменьшения влияния обратно отраженного излучения на шум лазера, микрообъектив с фокусным расстоянием 16 мм, капилляр, размещенный вблизи фокальной плоскости, и фотоприемник, установленный на расстоянии порядка 15 см [26]. В области детектирования с поверхности капилляра удаляется защитное покрытие. Лазерный луч лежит в плоскости, перпендикулярной оси капилляра в зоне детектирования, и ось лазерного луча проходит мимо оси капилляра. В области фокусировки лазерный луч имеет диаметр порядка капилляра. В области фокусировки лазерный луч имеет диаметр порядка 10 мкм. В этом случае на капилляром наблюдается сложная интерференционная картина, аналогичная картинам при освещении снаружи и регистрации рассеянного лазерного излучения на оптических волокнах со ступенчато изменяющимся показателем преломления [27] и состоящая из множества полос эллипсоидной формы. Фотоприемник с площадью фоточувствительной поверхности 1 мм^2 устанавливался на резкой границе между основным максимумом и первой темной полосой. При изменении показателя преломления жидкости картина меняется, в результате изменяется сигнал на выходе фотоприемника и осуществляется детектирование веществ, движущихся во внутреннем канале капилляра. Чувствительность по показателю преломления в капилляре с внутренним диаметром 100 мкм и наружным диаметром 250 мкм составила $2.8 \cdot 10^{-6}$ [26].

Недостатком, ограничивающим распространение этого типа детекторов, является сложность интерференционной картины, что затрудняет выполнение автоматической юстировки лазерного луча на капилляр при смене капилляра или буферного раствора. Упрощение интерференционной картины достигается использованием в качестве источника излуче-

ния лазерного диода с шаровой линзой [28,29], что позволило создать луч с расходимостью менее 17 мрад и диаметром порядка 10 мкм. Лазерный диод устанавливался таким образом, что после фокусировки сечение луча в области капилляра имело форму эллипса, причем малая ось эллипса перпендикулярна оси капилляра. Интерференционная картина имеет главный максимум с максимальным углом отклонения от первоначальной оси луча и ряд дополнительных максимумов с интенсивностью на уровне $0.1 \div 0.2$ от главного и расположенных ближе к оси луча. Автоматическая юстировка лазерного луча на капилляр и настройка фотоприемника в рабочую точку детектирования выполняется при замене капилляра или буферного раствора. Чувствительность по показателю преломления составляла порядка $5 \cdot 10^{-7}$ [30].

Одним из факторов, существенно сужающих применение рефрактометрических детекторов, является сильная зависимость показателя преломления от температуры на уровне $10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$. При прохождении электрического тока через электролит в капилляре температура электролита может повышаться до значений, на $30 \div 40 \text{ } ^\circ\text{C}$ превышающих температуру окружающего капилляр воздуха [15,31]. Флуктуации температуры электролита могут приводить к флуктуациям плотности жидкости и, следовательно, к флуктуациям показателя преломления [32]. Показано, что минимальные изменения температуры достигаются при помещении капилляра в термостабилизируемую жидкость [31]. С целью снижения температурных флуктуаций в зоне детектирования капилляр помещается в жидкость с показателем преломления, равным показателю преломления материала стенки капилляра [15,33]. Температура жидкости стабилизируется с точностью до $2.5 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}$. В таком детекторе снижаются тепловые флуктуации и упрощается интерференционная картина, которая образуется в результате интерференции лучей, прошедших через внутренний канал с исследуемой жидкостью, и лучей, отраженных от поверхности внутреннего канала. Детектор состоит из He - Ne лазера с фокусирующей оптической системой, капилляра, установленного в кювету с термостабилизируемой жидкостью, показателем преломления которой равен показателю преломления материала капилляра, и позиционно чувствительного фотоприемника. Предел детектирования сахарозы составил 10^{-5} моль/литр при отношении сигнал/шум, равном двум, в капилляре с внутренним диаметром 50 мкм [15]. Показано, что воорастание рассеиваемой капилляром тепловой мощности ведет к увеличению флуктуаций показателя преломления. Одним из путей снижения теплового шума является дальнейшее уменьшение проходящего через капилляр

тока за счет уменьшения внутреннего диаметра капилляра до величин порядка 10 мкм.

В работе [34] описан рефрактометрический детектор с капилляром, внутренний диаметр которого составлял 10 мкм. Капилляр устанавливался в термостабилизируемую кювету. Детектор содержит полупроводниковый лазер TOLD 9201, генерирующий на длине волны 675 нм, фокусирующую линзу ($f=5$ мм), голографический оптический элемент, цилиндрическую линзу, фокусирующую лучи на фотодиодную липейку. Голографический элемент установлен под углом 30° к оси распространения луча и действует, как пара двух близко расположенных фокусирующих линз, пространственно разнесенных на расстояние, которое несколько больше суммы внутреннего радиуса капилляра и диаметра перетяжки лазерного луча. В области положения капилляра образуются два луча с диаметрами по уровню 0.1 порядка 14 мкм и расстоянием между максимумами 14 мкм. Причем капилляр закрепляется между двумя параллельными стеклянными пластинами, пространство между которыми заполнено жидкостью, показатель преломления которой равен показателю преломления материала капилляра. Один луч проходит через центр капилляра, а другой - мимо внутреннего канала. Затем оба луча фокусируются цилиндрической линзой на фотодиодную липейку, с помощью которой регистрируется изменение показателя преломления жидкости в капилляре по смещению обработанных интерференционных полос. Чувствительность детектирования по показателю преломления составляла $2 \cdot 10^{-6}$.

Другим типом рефрактометрического детектора является детектор на основе регистрации отклонения лазерного луча при прохождении его через среду с градиентом показателя преломления. Градиент показателя преломления вызывается изменением концентрации вещества в жидкости. Отклонение луча, падающего на капилляр перпендикулярно его оси X , пропорционально концентрации вещества и выражается формулой [35]:

$$F = \frac{L}{n} \left(\frac{dn}{dx} \right), \quad (5)$$

где F - угол отклонения луча (рад.), L - длина пути луча через среду с поперечным градиентом показателя преломления, n - средний показатель преломления жидкости.

Такой рефрактометрический детектор содержит источник лазерного излучения, фокусирующий объектив, капилляр и позиционно-чувствительный фотоприемник с устройством обработки сигнала. В качестве позиционно-чувствительного фотоприемника могут использо-

ваться как фотоприемник с круглой площадкой, так и с квадратной [36,37]. Чувствительность детектора ограничивается нестабильностью оси направленности излучения лазера и флуктуациями его интенсивности. Лучшие детекторы такого типа, использующие дифференциальную схему для уменьшения влияния вышеперечисленных факторов, имеют чувствительность детектирования на уровне 10^{-8} [38].

Абсорбционные детекторы на основе термооптических эффектов

В капиллярном электрофореze применяются также абсорбционные детекторы на основе использования термооптического эффекта. В таких детекторах поглощение излучения накачки детектируемым веществом вызывает нагревание буферного раствора в зоне детектирования. Нагрев приводит к изменению показателя преломления электролита, которое регистрируется с помощью зондирующего луча [39].

В детекторе [40] пробный луч полупроводникового лазера перпендикулярен оси капилляра и оси луча аргонового лазера с длиной волны 257 нм. Излучение аргонового лазера модулируется с частотой 314 Гц. Периодически возникающие изменения показателя преломления буферного раствора при прохождении через зону детектирования вещества, поглощающего на длине волны аргонового лазера, регистрируются синхронным детектором на частоте модуляции излучения накачки с помощью рефрактометрического детектора, оптическая схема которого подобна описанной в работе [34]. В капилляре с внутренним диаметром 20 мкм при чувствительности детектирования по показателю преломления 10^{-7} предел детектирования абсорбционного детектора составил $6,7 \cdot 10^{-6}$ е.о.п. при мощности накачки 10 мВт и $2,2 \cdot 10^{-6}$ е.о.п. при мощности накачки 20 мВт.

Абсорбционный детектор на основе регистрации вибраций капилляра, возникающих при поглощении детектируемым веществом в зоне детектирования оптического излучения накачки, состоит из He-Ne лазера, излучение которого фокусируется на капилляр, и позиционно-чувствительного фотоприемника [41].

Заключение

Рассмотренные выше оптические детекторы, используемые в приборах ВКЭ, позволяют широко использовать ВКЭ для анализа практически всех классов веществ. Наибольшей чувствительностью обладают флуорометрические детекторы. Однако область их применения ограни-

чена наличием флуоресценции исследуемых веществ или возможностью присоединения к ним флуоресцирующей метки. Использование непрямого флуориметрического детектирования расширяет анализируемые классы соединений, но при этом чувствительность регистрации падает.

Наиболее широко сейчас распространены абсорбционные УФ-детекторы. Они позволяют проводить анализ многих классов вещества с достаточно высокой чувствительностью, хотя и в этом случае часто приходится использовать химически присоединяемые селективно-поглощающие метки. Кроме того, УФ-детекторы требуют тщательной очистки электролитов от поглощающих в УФ области спектра примесей, что заметно повышает стоимость анализов. Важно отметить перспективность абсорбционных детекторов на основе термооптических эффектов.

Рефрактометрические детекторы могут использоваться при анализе практически всех классов веществ, но по чувствительности они несколько уступают УФ-детекторам, применяемых в серийно выпускаемых приборах ВКЭ. Этот недостаток в какой-то степени может компенсироваться существенным снижением стоимости эксплуатации этих детекторов, что связано с использованием долговечных и более дешевых полупроводниковых источников света в видимой и ближней инфракрасной областях спектра по сравнению с недолговечной и дорогой УФ лампой. Усовершенствование конструкции рефрактометрических детекторов позволит им в будущем получить широкое распространение в приборах ВКЭ.

Литература

1. Ewing A.G., Walingford R.A., Olefirowich T.M. Capillary electrophoresis. // Anal. Chem. - 1989, V.61. -P.292A-303A.
2. Kok W.M. Off-column detection with pressure compensation in capillary electrophoresis. // Anal. Chem. - 1993. -V.65. -P.1853-1860.
3. Heiger D.N. High Performance Capillary Electrophoresis -An Introduction. Hewlett-Packard Company, 1992. -136 P.
4. Capillary electrophoresis. Theory and practice. -New York: Academic press, 1992. -352 P.
5. Веленький Б.Г., Ганкина Э.С., Мальцев В.Г. Капиллярная жидкостная хроматография. -Л.: Наука, 1987. -215 С.
6. Navasi P., Kniansky D. Simple UV absorption detector for capillary electrophoresis. // J. of Chromatography. -1985. -V.325. -P.137 - 149.

7. Weinberger S.R. Optical considerations for "on-the-fly" UV-visible high performance capillary electrophoresis. // Linear Instruments Corp., 2325, Robb Dr., Reno NV, 89523.

8. Walbroehl Y., Jorgenson J.W. On-column UV absorption detector for open tubular capillary zone electrophoresis. // J. of Chromatography. - 1984. - V.315. -P.135-143.

9. Optimization and evaluations of the performance arrangements for UV detection in high-resolution separations using fused-silica capillaries. G.J.M.Bruin, G.Stegeman, A.C. van Asten A.C. et al. // J. of Chromatography. - 1991. -V.559. -P.163-181.

10. Moring S.E., Reel R.T. Optical improvements of a Z-shaped cell for high-sensitivity UV absorbance detection in capillary electrophoresis. // Anal. Chem. - 1993. -V.65. -P.3454- 3459.

11. Gordon G. Improvements of absorbance detector for capillary electrophoresis. // Hewlett Packard Labs. -1989. -P.1-8.

12. Xue Y., Yeung E.S. Characterization of band broadening in capillary electrophoresis due to nonuniform capillary geometries.// Anal.Chem. -1994, -V. 66. -P.3575-3580.

13. Chervet J.P., R.J. Van Soest, Ursem M. Z-cell flow cell for UV detection in capillary electrophoresis. // J. of Chromatography. -1991. - V.543. -P. 439-449.

14. Nanoliter scale multireflection cell for absorption detection in capillary electrophoresis. T.Wang, J.H. Aiken, G.W. Huie et al. // Anal. Chem. -1991. -V.6. -P.1372-1376.

15. Use of Peltier thermoelectric devices to control column temperature in high-performance capillary electrophoresis. R.J.Nelson, A.Paulus, A.S.Cohen et al. // J. of Chromatography. -1989. -V.480. - P.111-127.

16. Зайдель А.Н. Атомно-флуоресцентный анализ. -М:Наука,1980. - 240 С.

17. Kuhr W.G., Yeung E.S. Optimization of sensitivity and separation in capillary zone electrophoresis with indirect fluorescence detection. // Anal. Chem. - 1988. -V. 60. -P. 2642-2646.

18. Tsuda T., Sweedler J.V., Zare R.N. Rectangular capillaries for capillary zone electrophoresis. // Anal. Chem. -1990. -V. 62. -P. 2149-2152.

19. On-column laser-based refractive index detector for capillary electrophoresis. A.E. Bruno, B. Krattiger, F.Maystre et al. // Anal. Chem. -1991. -V.63. -P.2689-2697.

20. Detection of single molecules of phycoerythrin in hydrodynamically

focused flows by laser-induced fluorescence. D.H.Nguyen, P.A. Keller, J.H. Jett et al. // *Anal. Chem.* -1987. -V.59. -P. 2158-2161.

21. Foret F., Fanali S., Ossicini L. Indirect photometric detection in capillary zone electrophoresis.// *J. of Chromatography.* -1989. -V. 470. -P.299-308.

22. Gross L., Yeung E.S. Indirect fluorometric detection of cations in capillary zone electrophoresis. // *Anal. Chem.* -1990. -V.62. -P.427-431.

23. Olefirowicz T.M., Ewing A.G. Optical detectors in capillary electrophoresis. p.45-85 in book "Capillary Electrophoresis. Theory & Practice". -New York: Academic Press,1992.

24. Bornhop D.J., Dovichi N.J. Simple nanoliter refractive index detector.// *Anal. Chem.* -1986. -V.58. -P.504-505.

25. Synovec R.E. Refractive index effects in cylindrical detector cell designs for microbore high-performance liquid chromatography. // *Anal.Chem.* -1991. -V.45. -P.462-467.

26. Bornhop D.J., Nolan T.J., Dovichi N.J. Subnanoliter laser-based refractive index detector for 0.25-mm i.d. microbore liquid chromatography. Reversed-phase separation of nanogram amounts of sugars. // *J. of Chromatography.* -1987. -V. 384. -P. 181-187.

27. Watkins L.S. Scattering from side-illuminated glass fibers for determination of fiber parameters. // *J. Opt. Soc. Amer.* - 1974. -V.64. -P. 767-771.

28. Kasyutich V.L., Mahnach I.I. Intelligent refractive index detector for capillary electrophoresis. // *Refractometry. Proc. SPIE.* -1995. -V. 2208: -P.94-102.

29. Касютич В.Л., Лобанов А.Ф., Нечаев С.В. Лазерный рефрактометрический детектор для высокоэффективной микроколоночной жидкостной хроматографии и капиллярного электрофореза. // *Лазерная и оптико-электронная техника. Межвуз. сб. науч. трудов. Вып.2-Мн.:* Белгосуниверситет, 1992. -С.197-201.

30. Kasyutich V.L. Automatic laser diode refractive index detector for capillary electrophoresis.// *Seventh International Symposium on high performance capillary electrophoresis: Book of abstracts - Wurzburg, 1995.* -P.169-170.

31. Liu K.K., Davis K.L., Morris M.D. Raman spectroscopic measurement of spatial and temporal temperature gradients in operating electrophoresis capillaries.// *Anal.Chem.* -1994. -V.66. -P.3744 - 3750.

32. Касютич В.Л. Влияние флуктуаций на чувствительность лазерного рефрактометрического детектора. // *Республиканская конференция*

рениция молодых ученых по квантовой электронике: Тез. докл. -Мя.: БГУ, 1994. -С.38-39.

33. Kouznetsov D.A., Ivanov A.A., Veletsky P.R. Detection of alkylated cellulose derivatives in several archaeological linen textile samples by capillary electrophoresis. Mass spectrometry. // Anal.Chem. -V. 66. -P.4359-4365.

34. Krattiger B., Bruin G.J.M., Bruno A.E. Hologram - based refractive index detector for capillary electrophoresis. Separation of metal ions. // Anal. Chem. -1994. -V.66. -P.1-8.

35. Pawliszyn J. Concentration gradient detector in capillary separation technology. // J. of Liq. Chromatography. -1987, -V.10,N 15. -P.3377-3392.

36. Pawliszyn J. Laser beam deflection sensor as a detector for high-efficiency chromatography. // Anal.Chem. - 1986. -V.58. -P.243-246.

37. Photothermal deflection spectroscopy and detection. W.B. Jadison, N.M.Amer, A.C.Вoccara et al. // Appl. Optics. -1981. -V.20, N 8. -P.1333-1344.

38. Pawliszyn J. Nanoliter volume sequential differential concentration gradient detector. // Anal. Chem. -1988. -V. 60. -P. 2796-2801.

39. Bruno A.E., Paulus A., Bornhop D. J. Thermo - optical absorption detection in 25-microns-i.d. capillaries: Capillary electrophoresis of dansyl-amino acids mixtures. // Appl. spectroscopy. -1991. -V.45, N 3. -P.462-467.

40. Hologram-based thermo-optical absorbance detection in capillary electrophoresis. Separation of nucleosides and nucleotides. B.Krattiger, A.E. Bruno, H.M. Widmer et al. // Anal. Chem. -1995. -V. 67. -P. 124-130.

41. Odake T., Kitamory T., Sawada T. Photothermal effects in a capillary and optimum conditions for absorbance detection of capillary electrophoresis. // Anal. Chem. -1995. -V.67. -P.145-148.

ДИСТАНЦИОННОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МНОГОСЛОЙНЫХ РАССЕИВАЮЩИХ СРЕД

Анализ радиационного баланса Земли требует использования уравнения переноса оптического излучения, включающего первичные оптические характеристики, в число которых входит коэффициент ослабления ϵ . Оперативное измерение ϵ может быть проведено при использовании наземных и аэрокосмических лидарных систем, так как известные методы, основанные на законе Бугера [1,2], этого не позволяют. Без применения дистанционных наземных и аэрокосмических средств невозможен оперативный охват больших площадей.

Наибольшие трудности при определении оптических характеристик дистанционными локационными методами возникают в случаях зондирования сложных рассеивающих сред (неоднородных, с границами раздела, изменяющимся качественным составом и т.п.). Обусловливается это тем, что используемое в данных методах уравнение оптической локации

$$I(z) = AP_0 z^{-2} \beta_r(z) \exp(-2 \int_0^z \epsilon(z) dz), \quad (1)$$

где A - аппаратная функция, P_0 - энергия зондирующего импульса, $\beta_r(z)$ - коэффициент обратного рассеяния в точке z , $I(z)$ - измеряемый сигнал обратного рассеяния из точки z , является много-параметрическим, и корректное его решение относительно $\epsilon(z)$ требует использования априорной информации или допущений об исследуемой среде [3]. Кроме того, необходимо знание опорных (калибровочных) значений $\epsilon(z_k)$, получение которых осуществляется независимыми дополнительными измерениями. При отсутствии возможности проведения соответствующих опорных измерений проблема калибровки не решена. Известные способы оценок опорных значений посредством метода логарифмической производной [4] и параметра регуляризации [5] приводят, соответственно, к неоднозначности решения и большой неопределенности.

Вариант решения проблемы интегральной калибровки из самих измеряемых сигналов обратного рассеяния, информативных относительно профилей определяемой оптической характеристики $\epsilon(z)$, предложен в [6]. Методика определения прозрачности протяженного участка (интегральная

калибровка), используемой в качестве опорного значения, основана на измерении накопленных сигналов обратного рассеяния, восстановленных на квадрат расстояния, для перекрывающихся, хотя бы на ширину измерительного канала, интервалов. Данные опорные значения могут использоваться при расчете прозрачностей протяженных участков трасс зондирования. Для определения профилей коэффициентов ослабления из лидарных измерений необходимо решение проблемы локальной калибровки (получение опорных значений коэффициентов ослабления $\epsilon(z_k)$ в локальных точках z_k из измеряемых сигналов обратного рассеяния (без проведения дополнительных независимых измерений)).

Для многослойных сред с изменяющимся от слоя к слою качественным составом рассеяния решение проблемы калибровки усложняется необходимостью установления опорных значений измеряемых параметров внутри каждого слоя.

Исключить необходимость определения опорных значений измеряемых сигналов внутри каждого слоя многослойной рассеивающей среды позволит приводимая ниже методика. Она основана на получении из регистрируемых сигналов локальных калибровочных значений $\epsilon(z_k)$ внутри произвольного слоя (без проведения дополнительных измерений) и коррекции регистрируемого сигнала на величину перепада лидарного отношения $g_n(z) = \beta_n(z)/\epsilon(z)$ при переходе от одного рассеивающего слоя к другому (на степень изменения качественного состава рассеивающей среды в разных слоях).

Будем исходить из уравнения оптической локации (1) в приближении однократного рассеяния. Для сигналов обратного рассеяния, отраженных от участков $[z_i, z_k]$, можно записать следующие функционалы [4]:

$$I(z_i, z_j) = \int_{z_i}^{z_j} I(z) z^2 dz = 0.5 A P_0 g_n(z_i, z_j) T^2(0, z_i) (1 - \exp(-2 \int_{z_i}^{z_j} k(z) dz)), \quad (2)$$

где $g_n(z_i, z_j)$ - среднее значение индикатрисы рассеяния на $[z_i, z_j]$.

Приближение однократного рассеяния при узкой угловой диаграмме детектора $2\phi d = 0.0003$ может быть использовано до значительных оптических толщин ($\tau = 5$) [3].

Рассмотрим произвольный участок трассы зондирования $[z_1, z_2]$. В предложенном в [6] варианте решения проблемы интегральной калибровки для определения прозрачности протяженного участка $[z_1, z_2]$ использовались

перекрывающиеся функционалы $I(z_1, z_2)$ и $I(z_1, z_3)$, а также $I(z_2, z_3)$ и $I(z_3, z_4)$. Получаемое при этом выражение для $T(z_1, z_2)$ требует использования предположения о примерном равенстве $g_x(z_2, z_3)$ и $g_x(z_3, z_4)$ и имеет вид:

$$T^2(z_1, z_2) = \frac{I(z_1, z_3) - I(z_1, z_2)}{I(z_1, z_3) \cdot I(z_1, z_2) I(z_3, z_4) / I(z_2, z_3)} \quad (3)$$

Данный алгоритм может применяться в методах расчета оптических характеристик (прозрачности), требующих интегральной калибровки. Однако для большинства известных методов определения профилей оптических характеристик (коэффициентов ослабления) требуется знание локального калибровочного значения $\epsilon(z_k)$. Если для однородных и неоднородных рассеивающих сред с небольшим разбросом $\epsilon(z)$ по трассе возможен переход от (3) к среднему значению $\epsilon(z_k)$, то для многослойной облачности это невозможно.

При зондировании из космоса многослойной облачности локальные опорные значения $\epsilon(z_k)$ предпочтительнее получать на атмосферном участке исследуемой трассы, ввиду наибольшего соответствия среды на этом участке используемым предположениям. Данному варианту соответствуют функционалы, отличающиеся на ширину канала регистрирующей аппаратуры. Для функционалов $I(z_1, z_2)$ и $I(z_1, z_3)$ можно записать следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} I(z_1, z_2) &= B x_1 a_0 (1 - a_1), \\ I(z_2, z_3) &= B x_2 a_0 a_1 (1 - a_2), \end{aligned} \quad (4)$$

где $a_0 = \exp(-2 \int_0^{z_0} \epsilon(z) dz)$; $a_1 = \exp(-2 \int_{z_1}^{z_2} \epsilon(z) dz)$; $a_2 = \exp(-2 \int_{z_1}^{z_3} \epsilon(z) dz)$;

$$B = 0.5AP_0; \quad x_1 = g_x(z_1, z_2); \quad x_2 = g_x(z_2, z_3).$$

Если предположить, что $a_1 \approx a_2$, то решение системы (4) относительно a_1 имеет вид:

$$a_1 = \frac{g_x(z_1, z_2) \quad I_2}{g_x(z_1, z_3) \quad I_1} \quad (5)$$

Используемое допущение $a_1 \approx a_2$ означает примерное равенство прозрачностей участков $[z_1, z_2]$ и $[z_1, z_3]$. Для малых (непротяженных) участков (при $[z_1, z_3] \rightarrow 0$ значение $T(z_1, z_j) \rightarrow 1$) практически всегда данное условие выполнится. Если же участки $[z_1, z_j]$ будут соответствовать ширине канала регистрации сигнала обратного рассеяния (стробу), обычно малому, то для атмосферы будет выполняться условие $g_x(z_1, z_2) = g_x(z_1, z_3)$ и (5) в этом случае преобразуется следующим образом:

$$\epsilon(\Delta z) = - \frac{1}{2\Delta z} \ln \left(\frac{I_3}{I_2} \right), \quad (6)$$

где $\Delta z = z_2 - z_1$.

Таким образом, в условиях невозможности проведения соответствующих калибровочных измерений предлагается использовать только ту информацию, которая содержится в самих сигналах обратного рассеяния, даже без более широкого привлечения разного рода упрощающих предположений, поскольку (6) верно и в рамках широко используемого предположения $g_x(z) = \text{const}$ или медленно меняющейся от точки к точке функции.

Алгоритмы (5) и (6) не содержат ни аппаратных констант, ни зависимости от энергии зондирующих импульсов, что обуславливает их устойчивость к разбросу энергии зондирующих импульсов и отсутствие абсолютной калибровки системы. Устойчивы они и к вкладу многократного рассеяния, так как используют отношения соседних, отличающихся на величину Δz , отсчетов (данное утверждение обосновано в [3]). Как показано в [6], алгоритм (5) устойчив и к влиянию границ раздела сред.

Полученные по (5), (6) калибровочные опорные значения можно использовать для восстановления профилей оптических характеристик для того слоя, в котором расположены участки $[z_1, z_4]$ трассы зондирования (в данном примере, на атмосферном участке). При переходе в другой слой (облачный) необходимо новое определение $\epsilon(z_k)$ и $T(z_k, z_j)$ для данного слоя. Исключить необходимость установления опорных калибровочных значений определяемых характеристик в каждом слое можно на основе коррекции регистрируемого сигнала обратного рассеяния на величину лидарного отношения.

Выражение (1) с учетом связи между β_x и ϵ можно записать в виде:

$$\Psi(z) = \varepsilon(z) \exp(-2 \int_{z_0}^z \varepsilon(z) dz), \quad (7)$$

$$\text{где } \Psi(z) = I(z)z^2 A^{-1} g_{\pi}^{-1}(z) T^2(0, z_0) - \quad (8)$$

экспериментально определяемая функция.

Сравним экспериментально определяемые функции $\Psi(z)$ для произвольных точек z в слоях i и j :

$$\Psi(z_i) = S(z_i) C_i, \quad (9)$$

$$\Psi(z_j) = S(z_j) C_j = S(z_j) C_i q_{ij},$$

$$\text{где } S(z) = I(z)z^2; \quad C_i = A^{-1} g_{\pi i}^{-1} T^2(0, z_0); \quad C_j = A^{-1} g_{\pi j}^{-1} T^2(0, z_0);$$

Как видно из (5), при переходе от слоя i к слою j происходит изменение экспериментально определенной функции $\Psi(z)$ за счет изменения лидарного отношения. Величина этого изменения равна $q_{ij} = g_{\pi i} / g_{\pi j}$, так как $C_j = C_i q_{ij}$. Это означает, что при расчете оптических характеристик в слое j необходимо производить корректировку в константе C_i , используемой в слое i , на величину q_{ij} . Физический смысл корректировки заключается в использовании одной константы для всей многослойной трассы зондирования, что позволяет свести алгоритм восстановления профилей $\varepsilon(z)$ к модели с постоянным лидарным отношением по всей исследуемой трассе зондирования. Иными словами, для более корректного использования методик, требующих предположения $g_{\pi}(z) = \text{const}$, в случае многослойных сред необходима подстройка (коррекция) сигнала под используемое предположение. Так как ниже предлагаются способы определения q_{ij} из измеряемых сигналов обратного рассеяния, то требование знания q_{ij} не является усложняющим предлагаемую методику, тем более, что коррекция на q_{ij} позволяет значительно улучшить точность восстановления $\varepsilon(z)$ во всех слоях исследуемой среды.

Для обоснования вышесказанного рассмотрим функционалы I_i (при условии $g_{\pi} = \text{const}$ в слоях):

$$\begin{aligned} I_1 &= I(z_i, z_i + \Delta z_i) = A g_{\pi i} T^2(0, z_i) [1 - T^2(\Delta z_i)], \\ I_2 &= I(z_i + \Delta z_i, z_i + 2\Delta z_i) = A g_{\pi i} T^2(0, z_i) T^2(\Delta z_i) [1 - T^2(\Delta z_i)], \\ I_3 &= I(z_j, z_j + \Delta z_j) = A g_{\pi j} T^2(0, z_i) T^4(\Delta z_i) T^2(z_i + \Delta z_i, z_j) [1 - T^2(\Delta z_j)], \\ I_4 &= I(z_j + \Delta z_j, z_j + 2\Delta z_j) = A g_{\pi j} T^2(0, z_i) T^4(\Delta z_i) T^2(z_i + \Delta z_i, z_j) T^2(\Delta z_j) [1 - T^2(\Delta z_j)]. \end{aligned} \quad (10)$$

Решение системы (10) относительно q_{ij} при $\Delta z_i = \Delta z_j$ имеет вид:

$$q_{ij} = \frac{g_{z_i}}{g_{z_j}} = (I_3'/I_2')^2 \frac{I_1' - I_2'}{I_3' \cdot I_4'} T^2(z_i + \Delta z_i, z_j). \quad (11)$$

Для соседних слоев $[T^2(z_i + 2\Delta z_i, z_j) = T^2(z_i, z_j + 2\Delta z_j) \rightarrow 1]$ алгоритм упрощается:

$$q_{i,i+1} = (I_3'/I_2')^2 \frac{I_1' - I_2'}{I_3' \cdot I_4'}. \quad (12)$$

Из (11) следует, что для определения q_{ij} необходимо знание прозрачности участка $[z_i, z_j]$, включающего границы раздела слоев. Как уже отмечалось выше, для таких ситуаций можно использовать алгоритм (5) для определения $T^2(z_i, z_j)$.

Значение коэффициента коррекции q_{ij} можно получить и из следующих соображений. При равенстве прозрачностей двух соседних участков трассы зондирования (для $\Delta z \rightarrow 0$, $T(\Delta z) \rightarrow 1$) и $g_x(z) = \text{const}$ измеряемые функционалы $I_1(z, z + \Delta z)$ и $I_2(z + \Delta z, z + 2\Delta z)$ можно рассматривать как первые два члена бесконечно убывающей геометрической прогрессии со знаменателем I_2/I_1 . Исходя из этого, асимптотический функционал $I_m(z)$ вычисляется как сумма всех членов прогрессии, т.е.

$$I_m(z_i) = \int_{z_i}^{\infty} I(r) r^2 dr = \frac{I_1'^2}{I_1' - I_2'}. \quad (13)$$

С другой стороны, $I_m(z_i) = AP_{0g_x}(0, z_i) T^2(0, z_i)$.

Аналогичные выражения можно записать для $I_m(z_j)$:

$$I_m(z_j) = \int_{z_j}^{\infty} I(r) r^2 dr = \frac{I_3'^2}{I_3' \cdot I_4'},$$

$$I_m(z_j) = AP_{0g_x}(0, z_j) T^2(0, z_j). \quad (14)$$

С учетом (13), (14) выражения (11), (12) преобразуются к следующему виду:

$$q_{ij} = [I_m(z_j) / I_m(z_i)] T^2(z_i + \Delta z_i, z_j), \quad (15)$$
$$q_{i,j+1} = I_m(z_{i+1}) / I_m(z_i).$$

Так как мы рассматриваем зондирование плотных рассеивающих сред (облачности), то в практическом плане использование (15) сводится к накоплению сигналов обратного рассеяния с участков, оптическая толщина которых $\tau \approx 3$. Если в атмосфере измерить сигналы, соответствующие $\tau < 3$ невозможно (τ всего слоя безоблачной атмосферы меньше 3), то в облачности это осуществляется на десятках - сотнях метров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Методы пассивного зондирования в задачах определения вертикальной прозрачности атмосферы / А.Н. Волков, С.В. Зоркальцев, Д.М. Кабанов, С.М. Сакерин // Оптические свойства земной атмосферы. - Томск: 1988. - С. 121 - 131.
2. Оптическая толщина аэрозоля атмосферы над морем / К.С. Шифрин, В.М. Волгин, Б.Н. Волков и др. // Исследование Земли из космоса. - 1985. - N4. - С. 21 - 30.
3. Креков Г.М., Кавкянов С.И., Крекова М.М. Интерпретация сигналов оптического зондирования атмосферы - Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1987. - 173 с.
4. Кауль Б.В. Лазерное зондирование аэрозольных загрязнений атмосферы: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск: ИОА СО АН СССР, 1978. - 180 с.
5. Зуев В.Е., Креков Г.М., Крекова М.М. Лазерное зондирование атмосферного аэрозоля (теоретические аспекты) // Дистанционное зондирование атмосферы. - Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1978. - С. 3 - 46.
6. Кугейко М.М., Малевич И.А. Определение из космоса оптических толщин слоев атмосферы и гидросферы // Исследование Земли из космоса. - 1991. - N1. - С. 47 - 53.

РАСЧЕТ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕИВАЮЩИХ СРЕД В УСЛОВИЯХ ОТСУТСТВИЯ ИХ ОПОРНЫХ ЗНАЧЕНИЙ

Наличие большого количества методов расчета профилей оптических характеристик рассеивающих сред по результатам дистанционного зондирования обусловлено наличием разнообразных атмосферно-гидросферных ситуаций, многопараметрической зависимостью измеряемого сигнала обратного рассеяния, что приводит к необходимости использования различных допущений или априорной информации об исследуемой среде. Даже в сравнительно несложных рассеивающих средах (квaziоднородных) используются довольно жесткие допущения о среде, и требуется знание опорных значений определяемых оптических параметров.

Наиболее полный обзор алгоритмов обработки сигналов обратного рассеяния относительно оптических характеристик приведен в [1-3]. Различаются алгоритмы видами используемой априорной информации, характером дополнительных экспериментальных данных и последовательностью математических операций, выполняемых с измеренными значениями сигналов. Систематизация известных однопараметрических алгоритмов с единой точки зрения (выявление принципиальных особенностей алгоритмов) и исследования их оптимальности проведены в [3]. Если уравнение оптической локации

$$P(r) = A(r)r^{-2}\beta_x(r)T^2(0,r_0)T^2(r_0,r) \quad (1)$$

преобразовать с учетом связи между ϵ и β_x к виду

$$\epsilon'(r) - \epsilon(r)[\ln \Psi(r)]' = 2 \epsilon(r), \quad (2)$$

то из (2) можно получить общее решение уравнения, которое определяется следующим образом [3]:

$$\epsilon(r) = \Psi(r) \left[C - 2 \int_r^r \Psi(r) dr \right]^{-1}, \quad (3)$$

где $A(r)$ - аппаратная функция, $T(r_0,r)$ - интегральное пропускание на участке $[r_0,r]$, r_0 - длина теневой зоны, $\Psi(r) = P(r)r^2 A^{-1} g_p^{-1}(r) T^2(0,r_0)$ -

экспериментально определяемая функция, $P(r)$ - экспериментально измеряемый сигнал обратного рассеяния из точки r , C - постоянная интегрирования, r_0 - произвольная точка из интервала $[r_0, r]$.

В рассматриваемой задаче уравнение (2) описывает функцию в пространстве, поэтому выбор частного решения (определение постоянных интегрирования) из параметрического семейства (3) определяется не заданием начальных условий, а вариантом задания граничных (калибровочных) условий [3]. Кроме того, требуется абсолютная калибровка лидарного сигнала, т. е. абсолютные измерения $P(r)$. Как следует из [3], методы, использующие абсолютную калибровку сигнала, имеют крайне ограниченную область применения ($\tau \ll 1$) и дают большую погрешность, поэтому предпочтительнее использование относительных измерений $\Psi(r) = \Psi(r)/P(r_0)$, где r_0 - произвольная точка нормировки. При этом снимается проблема измерений A , $T(0, r_0)$ и облегчается прогноз лидарного отношения $g_r(r)$, поскольку здесь уже требуется знание лишь относительного хода $d^2(r)/g_r(r_0)$.

Существующие способы обработки с использованием относительных измерений (как, например, метод логарифмической производной, наклонных трасс) отличаются лишь способом введения априорной информации и характером преобразования экспериментальных данных [3]. При таком разделении выбор того или иного алгоритма определяется характером имеющейся априорной информации. В случае локальной калибровки используются оценки опорного значения $\epsilon(r_0)$, в случае интегральной калибровки - оценки базового значения $T(r_0, r_0)$. Возможны их комбинации. Все это позволяет реализовать на практике любую из используемых схем обработки регистрируемых оптических сигналов.

Из анализа помехоустойчивости различных схем обработки сигналов обратного рассеяния следует, что устойчивость решения оказывается тем выше, чем больше вносится априорной информации об удаленных участках трассы зондирования [3]. Такая же идеология следует и из работ [4-5], что предполагает использование оценок $\epsilon(r_0)$ или $T(r_0, r_0)$ на конечных участках исследуемой трассы (их получение возможно независимыми дополнительными измерениями). В условиях же невозможности проведения таких опорных измерений проблема калибровки в конечной точке трассы (и даже в начальной) не решена. Данной ситуации соответствует зондирование по наклонным и вертикальным трассам. Известные способы оценок опорных (калибровочных) значений, не требующие проведения дополнительных независимых измерений, приводят к неоднозначности

решения (метод логарифмической производной) [3] или к большой неопределенности [2].

Вариант решения проблемы опорных точек при расчете оптических характеристик рассеивающих сред предложен в [6]. Методика определения прозрачности прогнанных участка (интегральная калибровка), используемой в качестве опорного значения, основана на измерении накопленных сигналов обратного рассеяния, восстановленных на квадрат расстояния, для перекрывающихся хотя бы на ширину измерительного канала интервалов. Данная методика может использоваться в ограниченных атмосферно-гидросферных ситуациях. В большинстве же случаев более важно знать локальное опорное значение коэффициента ослабления (решение проблемы локальной калибровки), а также получать калибровочные значения определяемых характеристик на конечных участках трасс зондирования (методика [6] этого не позволяет).

Ниже приводятся алгоритмы получения калибровочных значений $\varepsilon(r_k)$ и $T(r_0, r_k)$ с использованием информации, содержащейся в самих сигналах обратного рассеяния, в рамках предположений, требуемых для обеспечения работоспособности известных способов интерпретации измеряемых сигналов относительно профилей оптических характеристик для всевозможных атмосферных и гидросферных ситуаций и на различных участках трасс, в том числе конечных. Рассматривается эффективность использования получаемых по предлагаемым алгоритмам оценок калибровочных значений для различных схем (методов) обработки сигналов. Предлагаемая теория определения опорных (калибровочных) значений оптических характеристик исключает независимые дополнительные измерения.

Будем исходить из уравнения оптической локации в приближении однократного рассеяния (полагая при этом, что доля поглощения в ослаблении пренебрежима мала) [2]:

$$I(z_i, z_j) = \int_{z_i}^{z_j} P(z) z^2 dz = 0.5 A P_{0g_k}(z_i, z_j) T^2(0, z_1) (1 - \exp(-2 \int_{z_i}^{z_j} \varepsilon(z) dz)). \quad (4)$$

Рассмотрим произвольный участок трассы зондирования $[r_1, r_4]$ (рис.1а). Запишем выражения для сигналов обратного рассеяния $I_1 + I_2$, соответствующие накоплению их на участках $[r_1, r_2]$, $[r_1, r_3]$, $[r_2, r_4]$, $[r_3, r_4]$ и $[r_2, r_3]$, т. е.:

$$I_1 = \int_{r_1}^{r_2} P(z)z^2 dz; \quad I_2 = \int_{r_2}^{r_3} P(z)z^2 dz; \quad I_3 = \int_{r_3}^{r_4} P(z)z^2 dz;$$

$$I_4 = \int_{r_1}^{r_4} P(z)z^2 dz; \quad I_5 = \int_{r_1}^{r_3} P(z)z^2 dz;$$

$$\begin{aligned} I_1 &= 0.5AP_0 g_x(r_1, r_2) T^2(0, r_1) [1 - T^2(r_1, r_2)], \\ I_2 &= 0.5AP_0 g_p(r_1, r_3) T^2(0, r_1) [1 - T^2(r_1, r_2) T^2(r_2, r_3)], \\ I_3 &= 0.5AP_0 g_p(r_2, r_4) T^2(0, r_1) T^2(r_1, r_2) [1 - T^2(r_3, r_4) T^2(r_3, r_4)], \\ I_4 &= 0.5AP_0 g_p(r_3, r_4) T^2(0, r_1) T^2(r_1, r_2) T^2(r_2, r_3) [1 - T^2(r_3, r_4)], \\ I_5 &= 0.5AP_0 g_x(r_2, r_3) T^2(0, r_1) T^2(r_1, r_2) [1 - T^2(r_2, r_3)], \end{aligned} \quad (5)$$

где $T^2(r_1, r_j) = \exp(-2 \int_{r_1}^{r_j} c(z) dz)$.

Обозначим $T^2(r_1, r_2) = a_1$, $T^2(r_2, r_3) = a_2$, $T^2(r_3, r_4) = a_3$, $T^2(0, r_1) = a_4$, $0.5AP_0 = B$, $g_x(r_1, r_2) = x_1$, $g_x(r_1, r_3) = x_2$, $g_x(r_2, r_4) = x_3$, $g_x(r_3, r_4) = x_4$, $g_p(r_2, r_3) = x_5$, запишем (5) в виде:

$$\begin{aligned} I_1 &= Bx_1 a_4 (1 - a_1), \\ I_2 &= Bx_2 a_4 (1 - a_1 a_2), \\ I_3 &= Bx_3 a_4 a_1 (1 - a_2 a_3), \\ I_4 &= Bx_4 a_4 a_1 a_2 (1 - a_3), \\ I_5 &= Bx_5 a_4 a_1 (1 - a_2). \end{aligned} \quad (6)$$

Как видно из (6), решение системы уравнений I_i ($i = 1, \dots, 5$) относительно a_i ($i = 0, \dots, 3$) не существует уже исходя из того, что число неизвестных a_i , x_i превышает число используемых уравнений. Получим сейчас решения системы (6) при использовании некоторых допущений о среде по трассе зондирования. Можно выделить три следующих варианта (модели среды).

1. Предположим, что $a_1 \approx a_3$. В этом случае

$$\begin{aligned} I_2 &= Bx_2 a_4 (1 - a_1 a_2), \\ I_3 &= Bx_3 a_4 a_1 (1 - a_2 a_3). \end{aligned} \quad (7)$$

Решение системы (7) относительно a_1 имеет вид:

$$a_1 = I_3 x_3 / I_2 x_2. \quad (8)$$

Используемое допущение $a_1 \approx a_3$ означает примерное равенство прозрачностей участков $[r_1, r_2]$, $[r_3, r_4]$ (рис.1б). Для малых (непротяженных) участков ($\{r_1, r_2\} \rightarrow 0$) практически всегда данное условие выполняется. Таким образом, если участки $[r_1, r_2]$, $[r_3, r_4]$ будут соответствовать ширине канала регистрации сигнала обратного рассеяния (стробу), обычно малому, то a_1 равно:

$$T^2(r_1, r_2) = a_1 = I_3 / I_2, \quad (9)$$

или

$$\varepsilon(\Delta r) = -1/2 \text{Ln}(I_3 / I_2),$$

т.к. отношение $x_3/x_2 \approx 1$, т. е. для протяженных перекрывающихся участков трассы зондирования $[r_1, r_3]$, $[r_2, r_4]$, отличающихся на величину $\Delta r \rightarrow 0$, среднее значение лидарного отношения $g_n(r_1, r_3) \approx g_n(r_2, r_4)$ для большинства встречающихся реальных ситуаций. Не будет выполняться условие $x_3/x_2 \approx 1$ и особенно $a_1 \approx a_3$ только в случае попадания участка $[r_1, r_3]$ или $[r_2, r_4]$ на границу раздела двух различных рассеивающих сред (границу резкого изменения состава и концентрации рассеивающего вещества).

Получаемое по (9) значение коэффициента ослабления на участке Δr можно использовать в качестве опорного (калибровочного) для методик расчета оптических характеристик, требующих знания локальных опорных значений (при $\Delta r \rightarrow 0$). Последовательное смещение функционалов I_2 , I_3 на величину пространственного разрешения можно использовать для получения и профилей $\varepsilon(\Delta r)$ на участке трассы зондирования.

При использовании (9) для определения прозрачности a_1 протяженного участка $[r_1, r_2]$ (для $(r_2 - r_1) \rightarrow \infty$) предположения $a_1 \approx a_3$, $x_3/x_2 \approx 1$ являются более жесткими (менее выполнимыми), чем для случая $(r_2 - r_1) \rightarrow 0$. Действительно, равенство прозрачностей для двух разнесенных протяженных участков трассы зондирования может выполняться для значительно меньшего числа атмосферных и гидросферных ситуаций, чем равенство прозрачностей малых участков.

Естественно получение алгоритмов интегральной калибровки (определение прозрачности протяженного участка) при использовании не жестких предположений об a_1 и a_3 . Для этого рассмотрим функционалы

$$I_1 = V x_1 a_0 (1 - a_1),$$

$$\begin{aligned}
 I_2 &= V_{\lambda_2} a_0 (1 - a_1 a_2), \\
 I_3 &= V_{\lambda_3} a_0 a_1 (1 - a_2 a_3), \\
 I_4 &= V_{\lambda_4} a_0 a_1 a_2 (1 - a_3).
 \end{aligned}
 \tag{10}$$

Из (10) легко получить выражение для a_2 :

$$a_2 = \frac{x_1 x_3}{x_2 x_4} \frac{I_2 I_4}{I_1 I_3}.
 \tag{11}$$

Полученное выражение (11) наиболее удовлетворяет ситуации, изображенной на рис. 2.1в. При $(r_2-r_1) \rightarrow 0$, $(r_4-r_3) \rightarrow 0$, $T(r_1, r_2)$, $T(r_3, r_4)$ стремятся к единице практически в любых атмосферных и гидросферных ситуациях (а это и означает выполнение условия $a_1 \approx a_3$). Равно единице и отношение $(x_1 x_3)/(x_2 x_4)$ во всех случаях, соответствующих случайному процессу с некоррелированными значениями ϵ , g_x по трассе. Действительно, в этом случае

$$\begin{aligned}
 x_1 x_3 &= g_x(r_1, r_2) g_x(r_3, r_4) = g_x(r_1, r_2) g_x(r_2, r_3) g_x(r_3, r_4), \\
 x_2 x_4 &= g_x(r_1, r_3) g_x(r_3, r_4) = g_x(r_1, r_2) g_x(r_2, r_3) g_x(r_3, r_4).
 \end{aligned}$$

Таким образом, если лидарные отношения по исследуемой квазистационарной трассе являются независимыми или слабокоррелированными величинами (а это соответствует множеству атмосферных и гидросферных трасс), то $(x_1 x_3)/(x_2 x_4) \approx 1$. С учетом этого (11) имеет вид:

$$T^2(r_2, r_3) = \frac{I_2 I_4}{I_1 I_3}.
 \tag{12}$$

Получаемые по (12) значения прозрачности можно использовать в качестве опорных (калибровочных) для известных методов, требующих знания интегральных опорных значений прозрачностей протяженных участков трассы (вариант решения проблемы интегральной калибровки). Используемые при этом допущения в значительной степени менее жесткие, чем для варианта локальной калибровки (9), т.к. не требуют предположений или допущений о поведении лидарного отношения по трассе.

Варианты решения проблемы калибровки возможны и при использовании функционалов I_1, I_4, I_5 . Действительно, при $a_1 \approx a_3$ (см. рис. 2.1e):

$$\begin{aligned} I_1 &= Vx_1 a_0 (1 - a_1), \\ I_4 &= Vx_4 a_0 a_1 a_2 (1 - a_3), \\ I_5 &= Vx_5 a_0 a_1 (1 - a_2). \end{aligned} \quad (13)$$

Из (13) следует, что

$$a_1 a_2 = \frac{x_1 I_4}{x_4 I_1}. \quad (14)$$

С другой стороны:

$$I_4 = Vx_4 \frac{I_5}{Vx_5(1-a_2)} a_2(1-a_1) = \frac{x_4 I_5}{x_5(1-a_2)} \left[a_2 - \frac{x_1 I_4}{x_4 I_1} \right]. \quad (15)$$

Решая (15) относительно a_2 , получаем:

$$a_2 = \frac{x_1 I_5 I_4 / I_1 + x_5 I_4}{x_4 I_5 + x_5 I_4}. \quad (16)$$

Так как $a_1 = T^2(r_1, r_2)$, $a_2 = T^2(r_2, r_3)$, то $a_1 a_2 = T^2(r_1, r_3)$ и (14), (16) принимают вид:

$$T^2(r_1, r_3) = \frac{g_x(r_1, r_2) I_4}{g_x(r_3, r_4) I_1}, \quad (17)$$

$$T^2(r_2, r_3) = \frac{g_x(r_1, r_2) I_5 I_4 / I_1 + g_x(r_2, r_3) I_4}{g_x(r_3, r_4) I_5 + g_x(r_2, r_3) I_4}. \quad (18)$$

С другой стороны,

$$T(r_1, r_2) = T(r_1, r_3) / T(r_2, r_3). \quad (19)$$

При $(r_2 - r_1) \rightarrow 0$ выражение (19) можно записать следующим образом:

$$\varepsilon(\Delta r) = \frac{1}{2(r_2 - r_1)} \ln [T(r_1, r_3) / T(r_2, r_3)], \quad (20)$$

где $T(r_1, r_3)$, $T(r_2, r_3)$ берутся соответственно из (17) и (18).

Таким образом, значения $\varepsilon(\Delta r)$, получаемые по алгоритму (20), можно использовать в качестве опорных (калибровочных) для методик с локальной калибровкой, а значения прозрачности, получаемые по алгоритмам (17), (18), — для методик с интегральной калибровкой. Однако по сравнению с рассмотренными выше алгоритмами здесь используются более жесткие допущения, требующие равенства средних значений $g_n(r)$ на разнесенных участках трассы зондирования или их знание. В то же время многие известные методики определения оптических характеристик используют предположение о постоянстве лидарного отношения по исследуемой трассе. Очевидно, что в рамках этого предположения выражения (17) и (18) преобразуются к виду:

$$T^2(r_1, r_3) = I_5 / I_1, \quad (21)$$

$$T^2(r_2, r_3) = \frac{I_5 I_4 / I_1 + I_4}{I_5 + I_4}. \quad (22)$$

Следует подчеркнуть, что в этом случае для установления опорных (калибровочных) значений привлечения более широких допущений (по сравнению с допущениями, при которых работают известные методики определения профилей оптических характеристик) не требуется.

2. Рассмотренные выше алгоритмы получения опорных (калибровочных) значений из самих сигналов обратного рассеяния, информативных относительно профилей оптических характеристик, установлены в предположении $a_1 \approx a_2$. Однако решение системы уравнений из функционалов I_i возможно и с использованием предположения $a_2 \approx a_3$. Схема расположения функционалов I_i , соответствующая данному варианту, изображена на рис. 2.1д. В этом случае участки a_2 и a_3 должны располагаться в конце протяженного участка и быть малыми, т.е. $(r_2 - r_1) \rightarrow 0$, $(r_4 - r_3) \rightarrow 0$. С учетом предположения $a_2 \approx$

a_3 решение системы уравнений для функционалов I_1, I_2, I_4, I_5 (используемое предположение выполняется практически для всех атмосферных и гидросферных ситуаций, за исключением случаев попадания одного из участков на границу раздела сред), имеет вид [6]:

$$a_1 = T^2(r_1, r_2) = \frac{m I_2 - I_1}{m I_2 - n I_1 I_4 / I_5}, \quad (23)$$

где $m = g_x(r_1, r_2) / g_x(r_1, r_3)$, $n = g_x(r_2, r_3) / g_x(r_3, r_4)$.

Для протяженных участков рассеивающих сред $[r_1, r_2], [r_1, r_3]$ m практически во всех ситуациях с большой точностью равно единице, даже в случае границы раздела сред на $[r_1, r_2]$. Сложнее обстоит дело с выбором участков $[r_2, r_3], [r_3, r_4]$ с равными средними значениями лидарных отношений для двух соседних участков трассы. Однако в рамках используемых известными методами предположений о том, что $g_x(r) = \text{const}$ или медленно меняющаяся от точки к точке функция, будет равна единице и величина n . Выражение для прозрачности участка $[r_1, r_2]$ в этом случае имеет вид:

$$T^2(r_1, r_2) = \frac{I_2 - I_1}{I_2 - I_1 I_4 / I_5} \quad (24)$$

и его можно использовать для определения опорного (калибровочного) значения в методиках с интегральной калибровкой.

В случае неоднородных рассеивающих сред (с большим разбросом $g_x(r)$) применение алгоритма (24) определяется наличием участков, удовлетворяющих условию [7]:

$$\delta\beta_x < \exp\{2\epsilon\Delta r\} - 1, \quad (25)$$

следующему из необходимости получения корректного результата (прозрачность не должна быть больше 1 или меньше 0), где $\delta\beta_x = \Delta\beta_x / \beta_x$ - степень неоднородности среды.

В [6] получено следующее выражение для коэффициента ослабления на участке $\Delta r_k = [r_0, r_0 + \Delta r]$:

$$\varepsilon(\Delta r_k) = - \frac{1}{2 \Delta r_k} \operatorname{Ln} \left[1 - I(\Delta r_k) \frac{I_5 - I_4}{I_2 I_5 - I_1 I_4} \right], \quad (26)$$

которое можно использовать в качестве опорных (калибровочных) в любом из известных методов с локальной калибровкой. Длина участка Δr_k может быть произвольной, она не связана с длиной участков определения функционалов I_i .

Если на исследуемой трассе находятся два соседних участка $[r, r + \Delta r]$, $[r + \Delta r, r + 2\Delta r]$, на которых $\varepsilon(r, r + \Delta r) \approx \varepsilon(r + \Delta r, r + 2\Delta r)$, $g_n(r, r + \Delta r) \approx g_n(r + \Delta r, r + 2\Delta r)$, то функционалы

$$I_1 = \int_r^{r+\Delta r} P(z)z^2 dz, \quad I_2 = \int_{r+\Delta r}^{r+2\Delta r} P(z)z^2 dz$$

можно рассматривать как члены бесконечно убывающей прогрессии. Исходя из этого, $I_m(r, \infty)$ вычисляется как сумма членов геометрической прогрессии:

$$I_m(r, \infty) = \frac{I_1}{1 - q} = \frac{I_1}{1 - I_2 / I_1}.$$

С учетом этого

$$\varepsilon(\Delta r_k) = - \frac{1}{2 \Delta r_k} \operatorname{Ln} \left[1 - \frac{I(\Delta r_k)}{I_1} (1 - q) \right]. \quad (27)$$

Выражение (27) также можно использовать для получения опорного (калибровочного) значения для любого из методов с локальной калибровкой. Однако используемое при этом предположение требует наличия на трассе либо квазигомогенных участков, что возможно в ограниченных случаях, либо определения функционалов I_1 и I_2 на протяженных участках, что более предпочтительно при зондировании фонового аэрозоля.

3. Рассмотренный в пункте 2 алгоритм (25) позволяет определить прозрачность протяженных участков трасс зондирования, расположенных на начальных участках. Аналогичный результат для прозрачности участков, расположенных на конечных участках исследуемых трасс, что соответствует более устойчивому решению задачи восстановления профилей оптических характеристик, можно получить, если предположить, что $a_1 \approx a_2$. Этому предположению наиболее соответствует расположение функционалов, изображенное на рис. 2.1е. Участки $[r_1, r_2]$, $[r_2, r_3]$, соответствующие функционалам I_1 , I_5 , должны быть при этом малыми ($[r_1, r_2] \rightarrow 0$, $[r_2, r_3] \rightarrow 0$). Решается система уравнений:

$$\begin{aligned} I_1 &= Vx_1 a_0 (1 - a_1), \\ I_3 &= Vx_3 a_0 a_1 (1 - a_1 a_3), \\ I_4 &= Vx_4 a_0 a_1^2 (1 - a_3), \\ I_5 &= Vx_5 a_0 a_1 (1 - a_1) \end{aligned} \quad (28)$$

относительно a_1 , a_3 . Из первого и последнего уравнений системы следует, что

$$a_1 = \frac{x_1 I_5}{x_5 I_1}. \quad (29)$$

Подставляя a_1 в

$$\frac{I_3}{I_4} = \frac{x_3}{x_4} \frac{1}{a_1} \frac{(1 - a_1 a_3)}{(1 - a_3)}$$

получаем, что

$$a_3 = T^2(r_3, r_4) = \frac{I_4 x_3 - I_3 I_5 x_4 x_1 / x_5 I_1}{(I_4 x_3 - I_3 x_4) (x_1 I_5 / x_5 I_1)}. \quad (30)$$

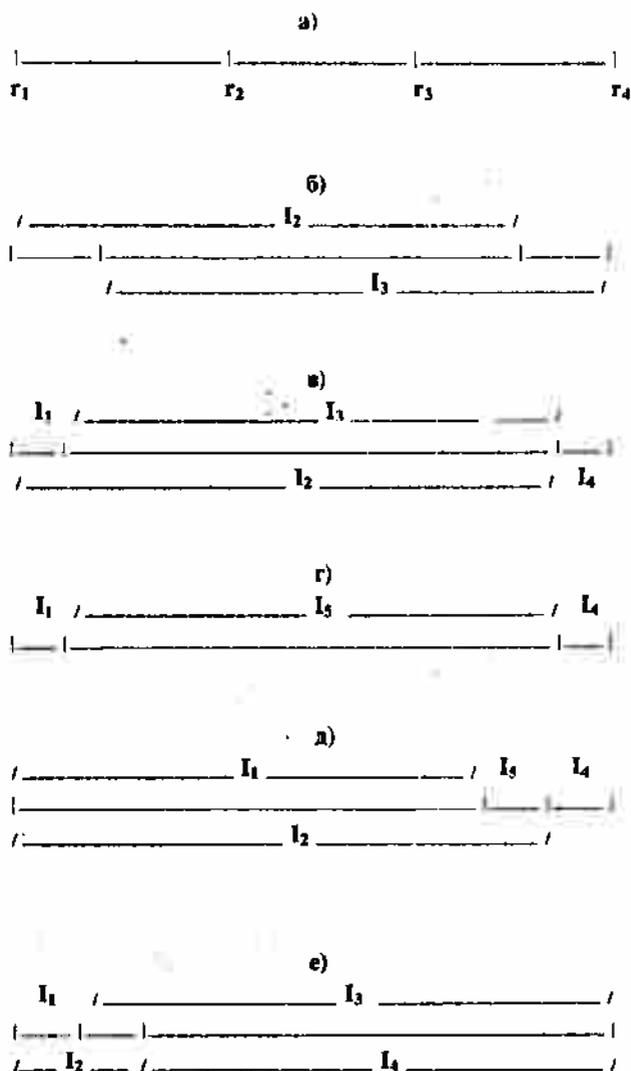


Рис. 2.1. Схема расположения участков накопления сигналов обратного рассеяния для различных моделей рассеивающих сред при определении локальных и интегральных опорных значений оптических характеристик

В рамках используемого известными методами предположения о том, что $g_x(r) = \text{const}$ или медленно изменяющаяся от точки к точке функция, выражение (30) преобразуется к виду:

$$T^2(r_3, r_4) = \frac{I_4 - I_3 I_5 / I_1}{(I_4 - I_3) (I_5 / I_1)} \quad (31)$$

Выражение (31), таким образом, также можно использовать для осуществления интегральной калибровки в методах восстановления оптических характеристик, использующих допущение о постоянстве лидарного отношения по исследуемой трассе. В тоже время, так как на полученное только что выражение не влияют границы раздела сред на $[r_3, r_4]$, то (31) можно эффективно применять при определении прозрачности и по глиссаде.

Все полученные выше алгоритмы (в вариантах 1 - 3) как для локальной, так и интегральной калибровок не содержат ни аппаратных констант, ни зависимости от энергии зондирующих импульсов. Из этого следует устойчивость алгоритмов к разбросу энергии зондирующих импульсов от одной посылки к другой, отсутствие абсолютной калибровки системы, исключаются погрешности определения аппаратных констант. Более того, работоспособность алгоритмов получения опорных (калибровочных) значений по вариантам 2 - 3 не нарушается и при наличии резкого перепада в значениях оптических характеристик на границах раздела сред. Действительно, для протяженных участков, включающих границы раздела и отличающихся на небольшую величину пространственного разрешения Δr , средние значения

$$g_x(r_0, r) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N g_x(\Delta r_i), \quad g_x(r_0, r + \Delta r) = \frac{1}{N+1} \sum_{i=1}^{N+1} g_x(\Delta r_i)$$

при больших N ($N = (r - r_0) / \Delta r$, $\Delta r \rightarrow 0$) практически равны и $m \approx 1$, что и приводит к независимости алгоритмов калибровки от границ раздела (резкого перепада в значениях оптических характеристик) сред. Алгоритмы по варианту 1 требуют использования предположения $a_1 \approx a_2$, которое может выполняться только при отсутствии резкого изменения характера среды, т.е. для сред без резких границ раздела по оптической плотности.

В то же время все полученные выше алгоритмы интегральной калибровки по вариантам 1-3, а также алгоритм локальной калибровки по (8), устойчивы к наличию слоев с резко выделенным изменением оптических характеристик (например, выбросов труб промышленных предприятий при зондировании городского аэрозоля, облачного слоя, при зондировании атмосферы с самолета и т.п.) на участках определения прозрачности (для (12) в любом месте интервала $[r_1, r_4]$). Это следует также из того, что данные слои одновременно включаются в функционалы I_i для протяженных участков, отличающихся на величину пространственного разрешения, обычно небольшую ($\Delta r \rightarrow 0$), и средние значения $g_n(r_i, r_j)$, $g_n(r_i, r_j + \Delta r)$ этих участков практически равны.

Измеряемые функционалы I_i во всех изложенных в пунктах 1 - 3 алгоритмах интегральной и локальной калибровок используются в виде отношения соседних, отличающихся на величину Δr , отсчетов. Вклады многократного рассеяния C_i для соседних отсчетов, отличающихся на величину $\Delta r \rightarrow 0$, практически одинаковы. Таким образом, алгоритмы вида (8) и (23) можно записать:

$$a_1 = \frac{C_3 I_3}{C_2 I_2},$$

$$a_1 = \frac{m C_1 I_2 - C_1 I_1}{m C_1 I_2 \cdot n C_1 C_3 I_1 I_4 / C_3 I_3},$$

т. к. $C_3 \approx C_2$ для (8), и $C_1 \approx C_2$, $C_3 \approx C_4$ для (23).

Независимость алгоритмов калибровки от C_i ($i=1, \dots, 4$), характеризующих вклад многократного рассеяния, и приводит к незначительному влиянию многократного рассеяния на результаты определения калибровочных значений T , ϵ . Незначительное влияние вклада многократного рассеяния в измеряемые сигналы в алгоритмах расчета оптических характеристик, использующих сигналы в виде относительного хода соседних, отличающихся на Δr , отсчетов отмечалось ранее в [3,8].

Предлагаемые алгоритмы определения интегральных и локальных калибровочных значений используют информацию, которая содержится в самих сигналах обратного рассеяния, и не требуют более широкого (чем для известных методов определения профилей оптических характеристик по

трассе) притяжения различного рода упрощающих и модельных представлений об оптических свойствах исследуемой среды. Действительно, алгоритмы вариантов 2 - 3 требуют гладкости $g_x(r)$ и равенства средних значений $\epsilon(r)$ на произвольных (малых или больших) участках среды. Это требование менее жесткое по сравнению с требованиями однородности среды или равенства $g_x(r)$ и ϵ в достаточно тонких соседних слоях (при этом необходимо знание начального значения ϵ и априорная информация о поведении $g_x(r)$ между слоями), присущими так называемым численным методам решения уравнения оптической локации (по классификации [2]). То же можно сказать и о методах, основанных на аналитическом решении [2], требующих неизменности $g_x(r)$ по всей трассе или знания функциональной связи между $g_x(r)$ и ϵ . Более того, отсутствие в предлагаемых алгоритмах ограничений на длины участков определения функционалов I , повышает устойчивость их к влиянию измерительных погрешностей.

Алгоритмы же определения калибровочных значений оптических характеристик по варианту 1 требуют использования вообще минимальных предположений, а именно, примерного равенства прозрачностей участков для двух малых участков (при $\Delta r \rightarrow 0$) исследуемой среды. Практически это означает равенство прозрачностей участков, соответствующих стробу (каналу) измерительной аппаратуры, что соблюдается даже при значительных разбросах оптических характеристик ($\exp\{-2\epsilon\Delta r\} \approx 1$ при $\Delta r \rightarrow 0$ и значительном разбросе ϵ). Так, например, при $\Delta r = 0,01$ км и $\epsilon = 0,1$; $0,01$ км соответственно $T(\Delta r)$ равны 0,998 и 0,9998. Правда, для данных алгоритмов нежелательно наличие границы раздела сред на $[r_1, r_4]$, т. к. в этом случае начинает сказываться влияние изменения $g_x(r)$. Для трасс без границ раздела сред, как показано аналитически в описании варианта 1, влияния разброса $g_x(r)$, обусловленного естественными флуктуациями или за счет турбулентности, практически не существует ($g_x(r_1, r_2)g_x(r_3, r_4) \approx g_x(r_1, r_3)g_x(r_2, r_4)$ для одного и того же участка $[r_1, r_4]$). Данные предположения, таким образом, являются наименее жесткими из всех, используемых в известных методах.

Таким образом, как видно из вышесказанного, практически для любой атмосферной и гидросферной ситуации можно выбрать алгоритм определения опорного (калибровочного) значения оптической характеристики из измеряемого сигнала обратного рассеяния и исключить нежелательные дополнительные независимые измерения калибровочных значений T или ϵ . При этом используется тот сигнал обратного рассеяния,

который измеряется для определения оптических характеристик по исследуемой трассе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование - М.: Мир, 1987. - 550с.
2. Зуев В.Е., Креков Г.М., Крекова М.М. Лазерное зондирование атмосферного аэрозоля (теоретические аспекты) //Дистанционное зондирование атмосферы. - Новосибирск: Наука, 1973. - С. 3-45.
3. Креков Г.М., Кавкянов С.И., Крекова М.М. Интерпретация сигналов оптического зондирования атмосферы - Новосибирск: Наука, 1986. - 186с.
4. Klett I.D. Stable analytical inversion solution for processing lidar returns //Appl. Optics. - 1981, P. 20-211.
5. Klett I.D. Lidar calibration an extinction coefficient // Appl. Optics. - 1983, P.22-P.514.
6. Кугейко М.М., Малевич И.А., Зенченко С.А. К решению проблемы опорных точек при расчете оптических характеристик сложных рассеивающих сред. //Изв. АН СССР. ФАО. - 1990. - Т.26, N2. - С. 213-216.
7. Кугейко М.М., Малевич И.А. Определение из космоса оптических толщин слоев атмосферы и гидросферы //Исследование Земли из космоса. - 1991, N1 - С. 47-53.
8. Кавкянов С.И., Креков Г.М. Помехоустойчивость различных систем обработки сигналов оптического зондирования //Исследование атмосферного аэрозоля методами лазерного зондирования. - Новосибирск: Наука, 1980 - С. 3-17.

ИССЛЕДОВАНИЕ ШУМОВ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МРП - СТРУКТУР

Технические характеристики систем связи, локализации, контроля и обработки информации во многом определяются используемыми в них оптоэлектронными приборами. Фотоприемники для этих систем должны обладать минимальными собственными шумами, высоким коэффициентом внутреннего усиления и быстроедействием. Традиционно для этих целей используются ФЭУ и лавинные фотодиоды. Однако они имеют ряд недостатков, ограничивающих их применение. Одним из перспективных приемников оптического излучения, сочетающих достаточную пороговую чувствительность, высокий коэффициент внутреннего усиления фототока, низкие требования к стабилизации питающих напряжений и возможность интеграции для построения многоэлементных приемных систем, является лавинный фотоприемник на основе структур металл-резистивный слой-полупроводник (МРП) [1,2]. Сравнительно несложная технология их производства основана на ионно-плазменном осаждении резистивного слоя SiC на поверхность кремниевой подложки с проводимостью p-типа. На слой SiC путем термического испарения Ni в вакууме наносится полупрозрачный для света электрод. Омический контакт к образцу выполняется напылением слоя Al на обратную сторону кремниевой подложки. Для повышения эффективности лавинного умножения в МРП-структуре создается множество небольших по размерам p-n-переходов, включенных параллельно (рис.1). Стабильность характеристик такой структуры определяется свойствами резистивного слоя: величиной сквозной проводимости и соотношением между электронной и дырочной компонентами полного тока в слое SiC. Благодаря значительной проводимости резистивного слоя МРП-структура работает в отличие от лавинных МДП-структур при постоянном питающем напряжении. Однако этот слой позволяет, тем не менее, осуществлять и в МРП-структуре самостабилизированный лавинный процесс за счет отрицательной обратной связи, возникающей из-за увеличения падения напряжения на нем с ростом протекающего через прибор тока и снижения тем самым коэффициента лавинного умножения [3], как показано на рис.2. В данной работе приведены результаты экспериментального исследования спектральной плотности собственных шумов и амплитудного распределения шумовых импульсов фоточувствительных лавинных МРП-структур. Приборы, изготовленные в институте электроники АНБ по описанной технологии, имели фоточувствительную площадку размером 1мм и 20мм.

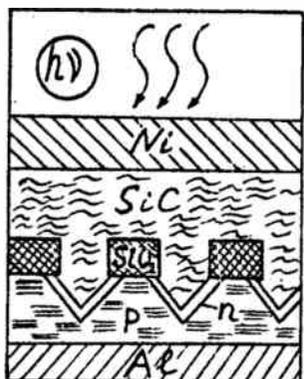


Рис. 1. Геометрии структуры металл - резистивный слой - полупроводник

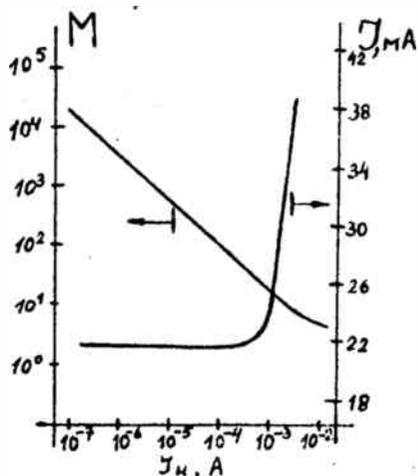


Рис. 2. Зависимость коэффициента умножения и полного тока от величины инициирующего тока.

Измерения спектральной плотности шумов проводились при напряжениях смещения, соответствующих предпробойному состоянию структур и состоянию пробоя. Рабочие точки определяли по вольт-амперным характеристикам, показанным на рис. 3 и 4.

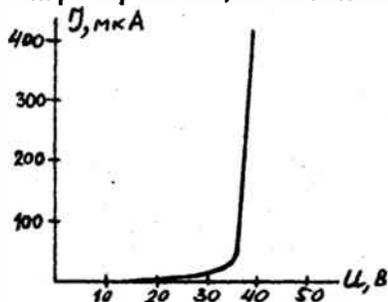


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика МРП-структуры с фоточувствительной площадью 1 мм^2

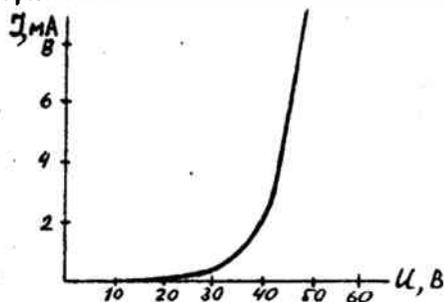


Рис. 4. Вольт-амперная характеристика МРП-структуры с фоточувствительной площадью 20 мм^2

Измерения проводили в частотном диапазоне от 10 Гц до 30 МГц, который перекрывался анализатором спектров типа СК4 - 56 и селективным вольтметром В6 - 10. Полученные типичные спектральные плотности шума исследованных МРП - структур приведены на рис.5 и 6.

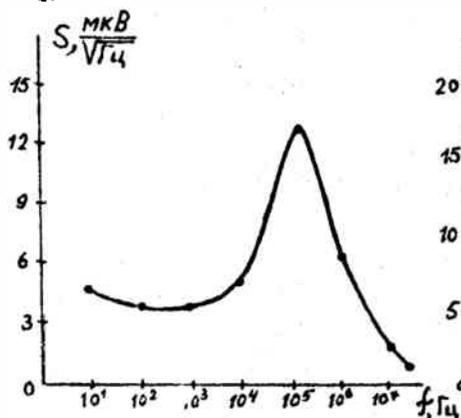


Рис.5. Спектральная плотность шума МРП-структуры с фото-чувствительной площадкой 1мм² (U=38В)

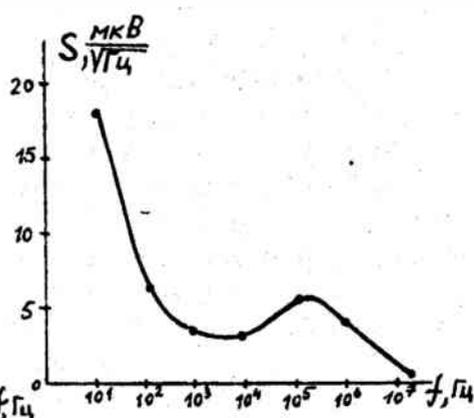


Рис.6. Спектральная плотность шума МРП-структуры с фото-чувствительной площадкой 20мм² (U=45В)

Полученные результаты выявили у всех исследуемых в распоряжении приборов характерное увеличение спектральной плотности шума на частотах порядка 100 кГц, что можно объяснить особенностями возникновения микроплазм в локальных р-п-переходах. Средняя частота их возникновения, по данным авторов работы [4] должна соответствовать частотному диапазону в несколько десятков килогерц.

Для выяснения характера шумов МРП - структур с помощью многоканального амплитудного анализатора АИ - 1024 исследовались амплитудные распределения шумовых импульсов с экспозицией 6,4 с по "живому" времени в диапазоне температур от +20° С до -80° С. Полученные данные, иллюстрируемые рис. 7, показывают, что с понижением температуры уменьшается количество импульсов малой амплитуды при росте числа отсчетов в старших каналах и слабом изменении их общей скорости счета. Очевидно, что для исследуемых образцов шумы термоэмиссионной природы дают в спектр лишь незначительный вклад, а доминируют слабо зависящие от температуры шумы лавинного умножения.

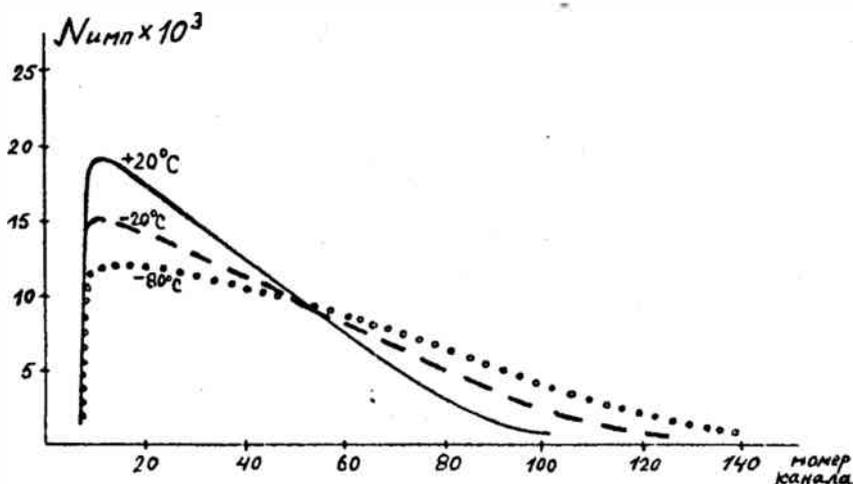


Рис.7. Амплитудные распределения шумов МРП- структур с фоточувствительной площадкой 20мм^2 (ширина канала 64мкВ)

Полученные данные позволяют оценить возможность использования фоточувствительных полупроводниковых МРП - структур с лавинным умножением носителей тока для задач ядерной спектрометрии. Рассмотрим сцинтилляционный детектор на их основе с кристаллом типа $\text{CaI}(\text{Ti})$, облучаемый гамма-квантами Cs^{137} . Будем исходить из того, что максимум спектральной чувствительности МРП - структуры соответствует длине волны $\lambda = 750\text{нм}$. Суммарный заряд, создаваемый при этом в МРП - структуре,

$$Q = (E / E_{\text{ср}}) \cdot a_1 \cdot a_2 \cdot e \cdot M,$$

где: E - энергия излучаемых источником гамма-квантов;

$E_{\text{ср}}$ - средняя энергия, необходимая для образования одного фотона в сцинтилляторе;

e - заряд электрона;

a_1 - коэффициент, учитывающий потери энергии в сцинтилляторе;

a_2 - коэффициент, учитывающий несовпадение спектральных характеристик сцинтиллятора и МРП - структуры.

Приниме $M = 1000$, коэффициент $\alpha_1 = 0,7$, а коэффициент $\alpha_2 = 0,2$, получим суммарный заряд, равный $Q = 3,3 \cdot 10^{-13}$ кулона.

При величине собственной емкости МРП - структуры порядка 100 пФ напряжение полезного сигнала составит примерно 3 мВ. Средняя амплитуда шумовых импульсов МРП - структуры (рис.7) соизмерима с амплитудой полезного сигнала. Поэтому в настоящее время использование исследуемых МРП - структур в сцинтилляционных детекторах оправдано лишь при измерении характеристик высокоэнергетических ядерных излучений и заряженных частиц.

Литература

1. Гасанов А.Г., Головин В.М., Садыгов З.Я., Юсипов Н.Ю. Лавинный фотоприемник на основе структур металл - резистивный слой - полупроводник // Письма в ЖТФ. - 1988. - Т.14, вып.8 - С.706 - 709.
2. Гасанов А.Г., Головин В.М., Садыгов З.Я., Юсипов Н.Ю. Фотоприемник с внутренним усилением на основе структур кремний - карбид кремния - металл // Микроэлектроника. - 1989. - Т.18, - вып.1, С.88 - 90.
3. Гасанов А.Г., Головин В.М., Летагив В.Г., Садыгов З.Я., Юсипов Н.Ю. Особенности усиления фототока в лавинных МРП - структурах // Препринт ИЯИ АН СССР, П - 0673. - М., 1990. - 23с.
4. Грехов И.В., Сереежкин Ю.Н. Лавинный пробой р - n -перехода в полупроводниках. - Л.: Энергия, 1980. - 145с.

Авторский указатель

- Баркова А.В. 63, 86
Ветохин С.С. 209
Виталисов А.А. 34
Жарников С.Д. 63, 86
Журавский Ю.Л. 126
Залесский В.Б. 209
Карих Е.Д. 44
Касютич В.Л. 171
Комар М.В. 209
Кононенко В.К. 34, 100
Кугейко М.М. 186, 193
Лисенкова А.М. 139
Малевиц И.А. 186
Манах И.С. 3, 63, 86, 100, 126, 139
Нечаев С.В. 171
Онопко Д.М. 186, 193
Рассадин С.А. 100
Рудой А.Г. 44
Чайков В.Н. 139
Шаметько А.А. 209
Ювченко В.Н. 3

СОДЕРЖАНИЕ

Манах И.С., Ювченко В.Н. Динамика получения многомодовых инжекционных лазеров	3
Виталисов А.А., Кононенко В.К. Поляризационные характеристики полупроводниковых излучателей типа квантовой проволоки	34
Карих Е.Д., Рудой А.Г. Математические модели полупроводникового инжекционного лазера в режиме когерентной регистрации оптического эко-сигнала (обзор)	44
Баркова А.В., Жарников С.Д., Манах И.С. Диаграммы направленности полупроводниковых лазеров	63
Баркова А.В., Жарников С.Д., Манах И.С. Методы измерения расходимости инжекционных лазеров	86
Кононенко В.К., Манах И.С., Рассадия С.А. Методы определения электрофизических параметров выпрямительных и излучающих полупроводниковых диодов	100
Журавский Ю.Л., Манах И.С. Спектрально - поляризационные характеристики инжекционных лазеров на двухсторонней гетероструктуре	126
Лисенкова А.М., Манах И.С., Чалов В.Н. Взаимодействие лазерного излучения ближнего инфракрасного диапазона с тканями глазного дна	139
Касютнич В.Л., Нечаев С.В. Оптические детекторы в приборах для капеллярного электрофореза	171
Кугейко М.М., Малевич И.А., Оношко Д.М. Дистанционное определение оптических характеристик многослойных рассеивающих сред	186
Кугейко М.М., Оношко Д.М. Расчет оптических характеристик рассеивающих сред в условиях отсутствия их опорных значений	193
Ветохин С.С., Залесский В.В., Комар М.В., Шаметью А.А. Исследование шумов фоточувствительных полупроводниковых МРП - структур	209
Авторский указатель	214

Научное издание
ЛАЗЕРНАЯ И ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА
Межвузовский сборник научных трудов
Выпуск 3

Редактор

И.Ф.Вараксина

Подписано к печати 27.12.95 Формат 60x84/16. Бумага тип. N°3.
Печать офсетная. Усл.печ.л.12,5. Усл.кр. - отт. 12,5. Уч.-изд.л.10,75.
Тираж 300 экз. Заказ N° 562,
Белгосуниверситет. 220050, Минск, пр. Ф. Скорины,4.
Отпечатано на ротационной машине Белгосуниверситета.
220050, Минск, Бобруйская, 7.