

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 провести 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 краевыми 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 мод, 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:

$$\omega_{0q} = \pi c q / n L, \quad \lambda_{0q} = 2nL/q, \quad (4)$$

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:

$$\omega_{0q} = \pi c q / n_{ms} L, \quad \lambda_{0q} = 2n_{ms} L / q. \quad (5)$$

Межмодовые расстояния в данном случае будут равны:

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

где n_{ms}^* 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:

$$\omega_{m,q} = \omega_{0,q} \left(1 + \frac{Lm}{\pi x_0 q} + \frac{Ls}{\pi y_0 q} \right), \quad (8)$$

$$\omega_{0,q} = \frac{\pi c q}{Ln_0} + \frac{c}{2n_0} \left(\frac{1}{x_0} + \frac{1}{y_0} \right). \quad (9)$$

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 разной 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 (аксальная 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 узлы которых иначе расположены в пространстве. Кроме того, в инжекционных лазерах в активной среде около случайных технологических неоднородностей часто возникают отдельные генерирующие моды. 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 пикок примерно воспроизводит его спектр. Если в паузе интенсивность падает до спонтанного фона, то пикок воспроизводит случайное распределение фотонов, не повторяющееся от пика к пику.

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]:

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

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

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

Из вышеизложенного 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 инициировании 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 граниами 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 колеблется во времени и отличается от спектра, усредненного за большой промежуток времени. Даже в условиях непрерывной генерации в целом время генерации отдельной моды сравнительно велико.

Синхронизация мод связана с тем, что эквидистантные 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 сфазированных мод. Поскольку

моды со случайно флуктуирующими фазами дают нерегулярную картину бисений, 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 разностная частота второго порядка для продольных мод, определяемая как

$$\delta_2\nu = (\nu_{q+1} - \nu) - (\nu_q - \nu_{q-1}), \quad (13)$$

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 субпороговыми участками, их соединяющими. Резкое возрастание мощности происходит при достижении порога генерации. Лишний 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 зеркала резонатора, увеличение внутренних оптических потерь. Все это ведет к падению мощности. Однако во многих случаях в данной зависимости могут появляться разрывы, горизонтальные участки и другие особенности. Пример такой ватт-амперной характеристики приведен на рис. 3 [3]. Появление так называемых плечей, на которых при росте тока не происходит дальнейшего возрастания мощности генерации, может объясняться конкуренцией типов колебаний, насыщением и затуханием одних и воз-

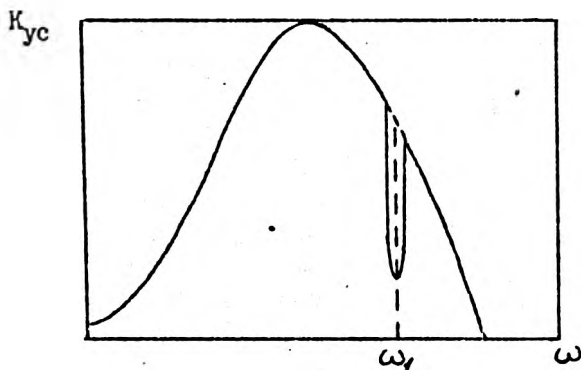


Рис. 1. Выжигание спектрального провала на частоте ω_1 в спектре неоднородно уширенной линии усиления

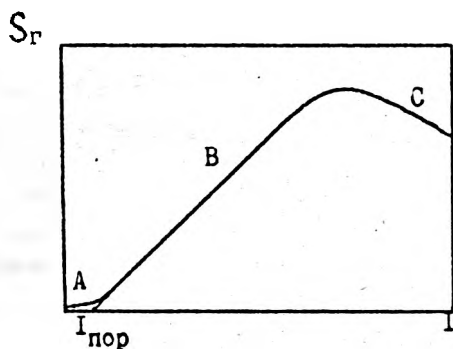


Рис. 2. Типичная ватт-амперная характеристика инжекционного лазера

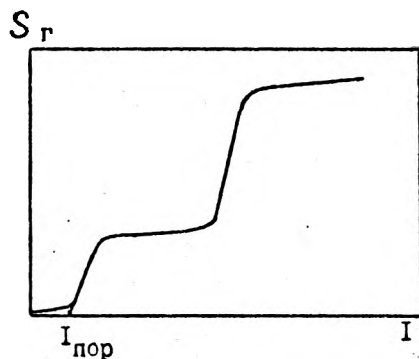


Рис. 3. Ступенчатая ватт-амперная характеристика

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:

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

где $E(x)$ 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 :

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

$$\frac{dS_i}{dt} = -\frac{S_i}{\tau_{fi}} + G_i(n_0)S_i - \sum_{i=1}^I G_i(n_i)S_i, \quad (17)$$

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

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.к. 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

$$\alpha = (g_1 \tau_1 / g_2 / g_3 \tau_1) + \frac{2}{\epsilon} [(g_1 \tau_2 / g_2 / g_3 \tau_1) 1]. \quad (22)$$

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]:

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

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

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 полюскового 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

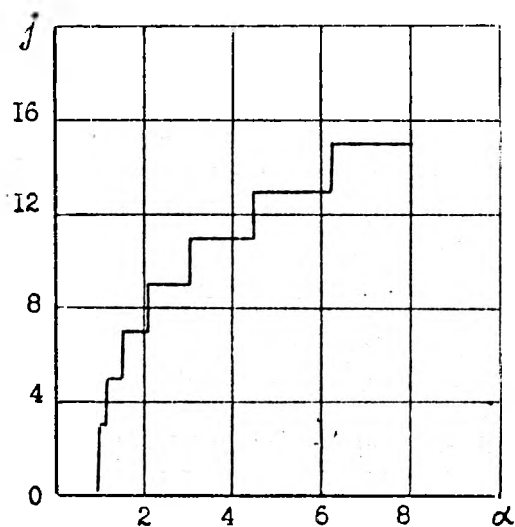


Рис. 4. Зависимость числа продольных мод от параметра пакета.

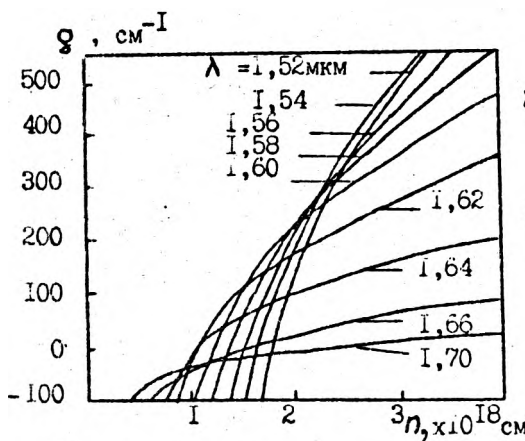


Рис. 5. Зависимость усиления от плотности носителей для лазера на основе $Ga_{0.47}In_{0.53}As$

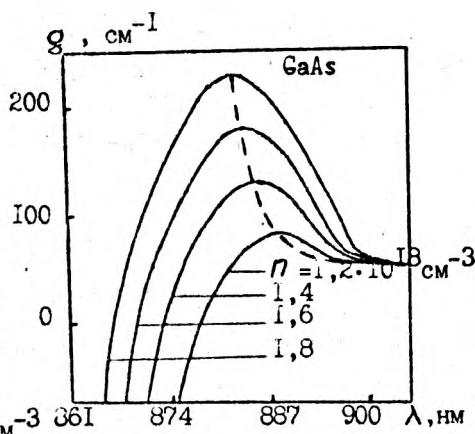


Рис. 6. Зависимость усиления от длины волны излучения

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 излучения 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:

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

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

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 СР фотодиода и нагрузки, времени дрейфа носителей внутри диода $t_{\text{др}}$ и времени рекомбинации. Частотная характеристика описывается формулой [15]:

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

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 рождению в лавине дырок для встречного пересечения, дрейфового пространства.

Эти факторы ограничивают полосу несколькими ГГц.

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

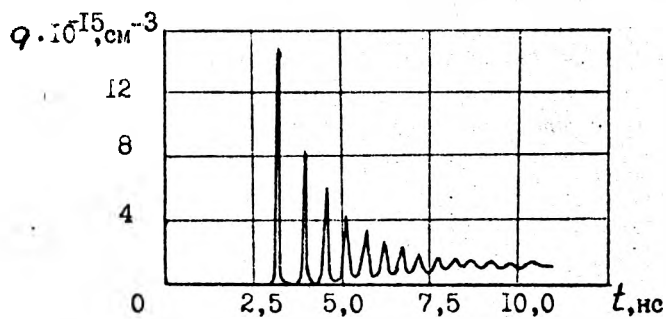
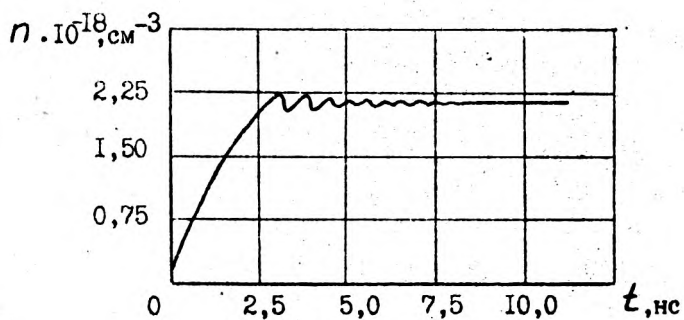


Рис. 7. Переходной процесс для одномодового инжекционного гетероплазера: $J = 2000 \text{ А/см}^2$; $v = 8.3 \cdot 10^8 \text{ см/с}$; $n_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3}$; $d = 10^{-6} \text{ см}$

лазера, но с их помощью нельзя определить форму, длительность и амплитуду пачек. 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 фотоумножитель 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 поддержки электрического импульса. Время задержки поступления управляющего импульса и его длительность прививаются 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 времени 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 выванные ею послепульсы, положительную посто-электронную связь, уменьшить темновые токи фотоприемника и его восприимчивость к фоновым освещениям 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 управления фототока модулирующего электрода, встроенного во входной камере ФЭУ, повысило не только помехозащищенность ОСО-2 от фоновых освещений, 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 исследований инжекционных ге-

теролазера 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 ИЛПН-102). Заметим, что ИЛПИ-301 - суперлюминесцентный источник, способный при определенных значениях тока работать в лазерном режиме. Появление нештатных 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 ИЛПН-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 ИЛПН - 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 активную область 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

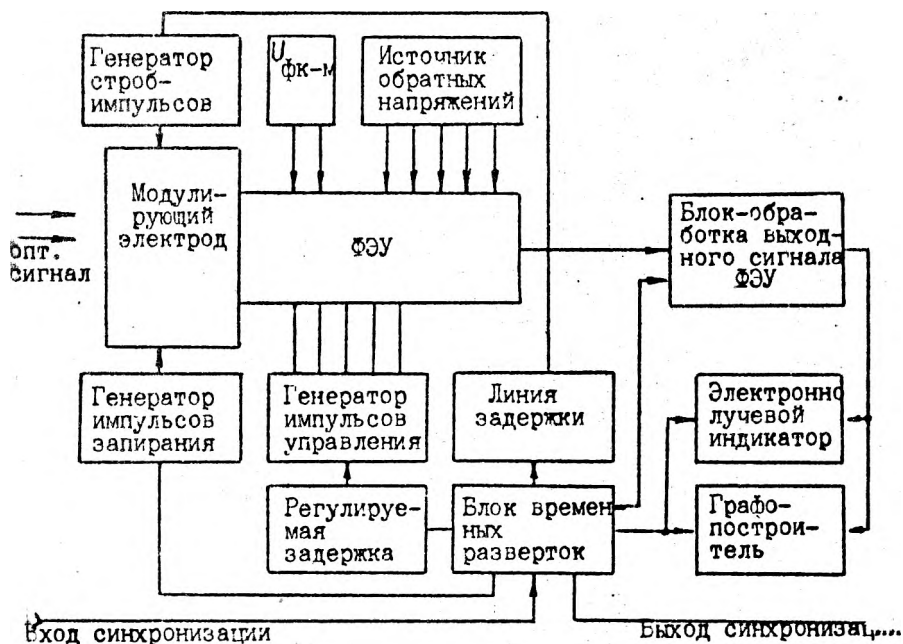


Рис. 8. Структурная схема стробоскопического фотоэлектронного осциллографа оптических сигналов ОСО-2

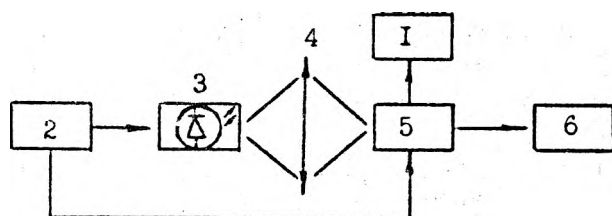


Рис. 9. Структурная схема установки для исследования динамики генерации инжекционных гетеродинамов: 1 - универсальный осциллограф С1-85; 2 - генератор импульсов тока; 3 - исследуемый лазер; 4 - объектив; 5 - ОСО-2; 6 - самописец

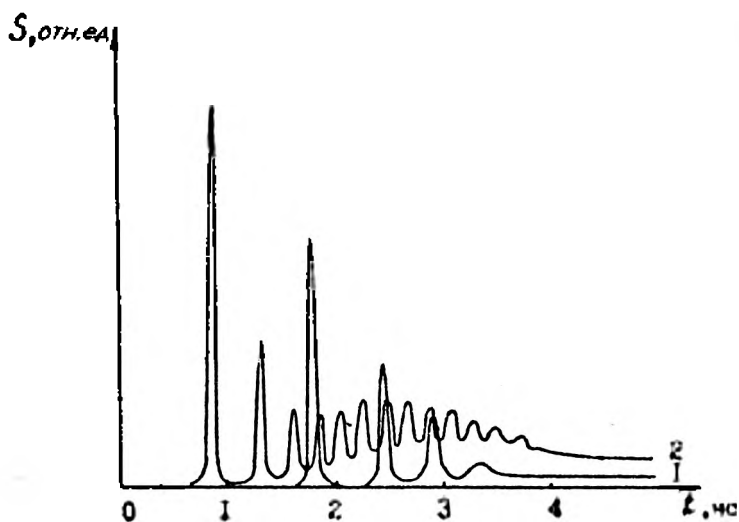


Рис. 10. Переходной процесс для излучателя ИЛПН-301:
1 - $I = 0.6A$; 2 - $I = 1A$ ($I_{гор} = 0.48A$)

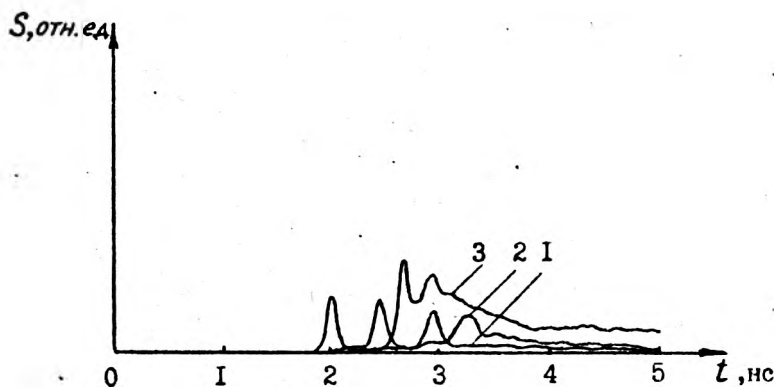


Рис. 11. Переходной процесс для лазера ИЛПН-102:
1 - $I = 0.6A$; 2 - $I = 0.7A$ ($I_{гор} = 0.55A$)

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:

$$\omega_{mq} \approx \omega_{0q} = \pi c \frac{q}{nL}, \quad (30)$$

где $q = 1, 2, 3, \dots$

Межмодовое расстояние для продольных мод $\delta\lambda = \lambda_0^2/2nL$.

Считая, что распределение поля электромагнитной волны в резонаторе зависит только от индекса s (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 $s = 0$ (продольных) и $s = 1$. 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 даются выражением:

$$G_{ij} = \frac{1}{2W} \int_{-b}^b G_i(n(x)) |E_j(x)|^2 dx, \quad (32)$$

где нормировка электрического поля определяется формулой:

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

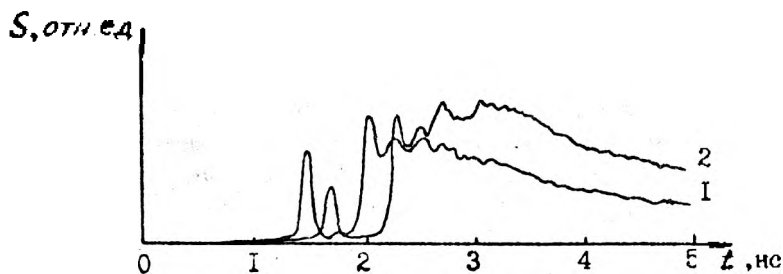


Рис. 12. Переходной процесс для лазера ИЛПН-102:
1 - $I = 0.9A$; 2 - $I = 1A$

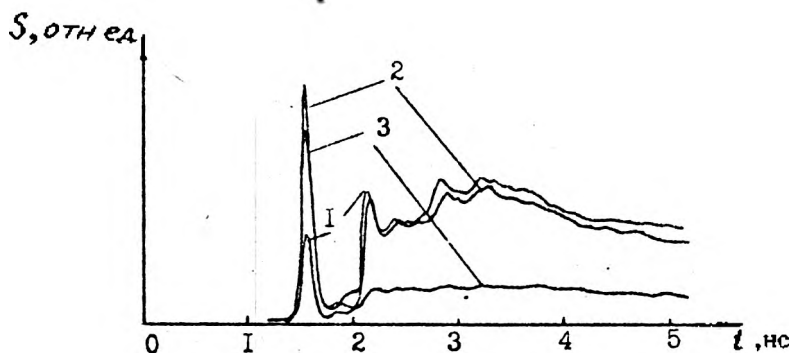


Рис. 13. Переходной процесс для лазера ИЛПН-102 : 1 -
 $\alpha = 10^\circ$; 2 - $\alpha = -10^\circ$; 3 - $\alpha = 0^\circ$.

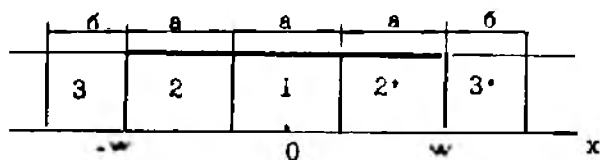


Рис. 14. Разбиение активной области лазера.

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

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

Коэффициент усиления запишется в виде:

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

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

$$\begin{aligned} G_{00} &= 0.6G_i(n_1) + 0.4G_i(n_2), \\ G_{11} &= 0.2G_i(n_1) + 0.8G_i(n_2). \end{aligned} \quad (36)$$

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

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

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

$$\left. \frac{dn}{dt} \right|_{diff} = D' \frac{2}{a^2} (n_2 - n_1). \quad (38)$$

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 зонах 1 и 2 соответственно. Также необходимо учитывать диффузию носителей заряда 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 волочения таким лазером будет описываться скоростными уравнениями вида :

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

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

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

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

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

$$\frac{dS_{i0}}{dt} = \left(0.6 \left(G_i (n_1 - n_{B1i}/2, \lambda_i) - \frac{1}{\tau_{p1i}} \right) + 0.4 \left(G_i (n_2 - n_{B2i}/2, \lambda_i) - \frac{1}{\tau_{p2i}} \right) \right) S_{i0} + \frac{\beta}{\tau_e} (n_1 + 2n_2), \quad (45)$$

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

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:

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

где $\delta \lambda_i$ - 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

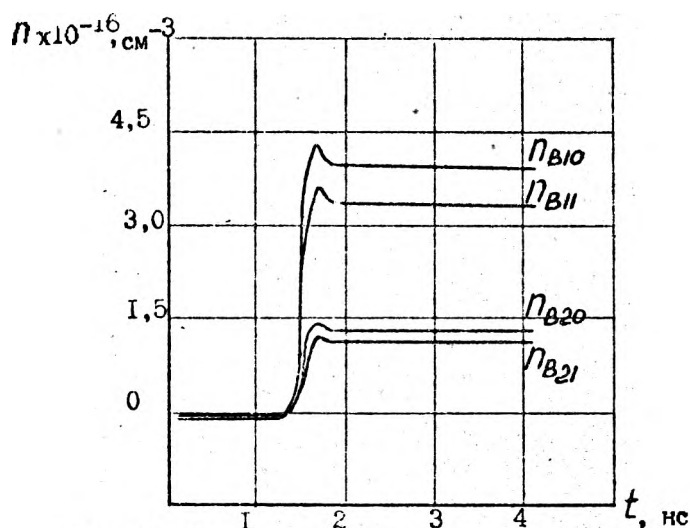
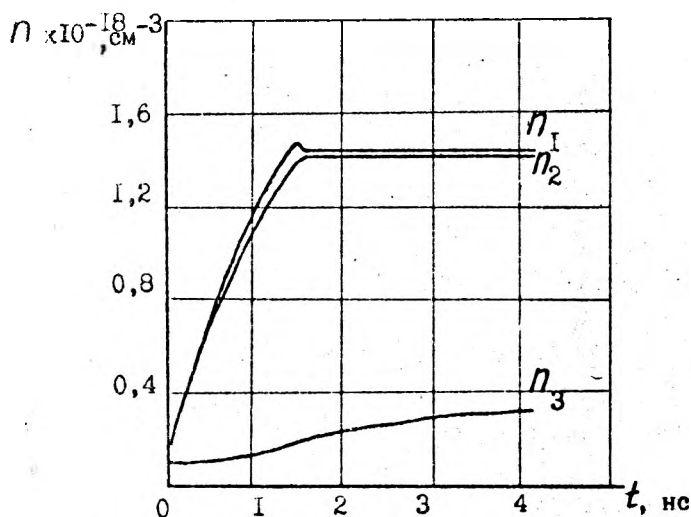


Рис. 15. Зависимость концентраций электронов от времени для лазера, генерирующего 2 продольные и 2 поперечные моды: $J = 4500 \text{ A/cm}^2$; $v = 8.5 \cdot 10^9 \text{ см/с}$; $d = 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}$; $\Delta\lambda = 0.5 \text{ нм}$; $\tau_{p10} = 2.4 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; $\tau_{p11}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

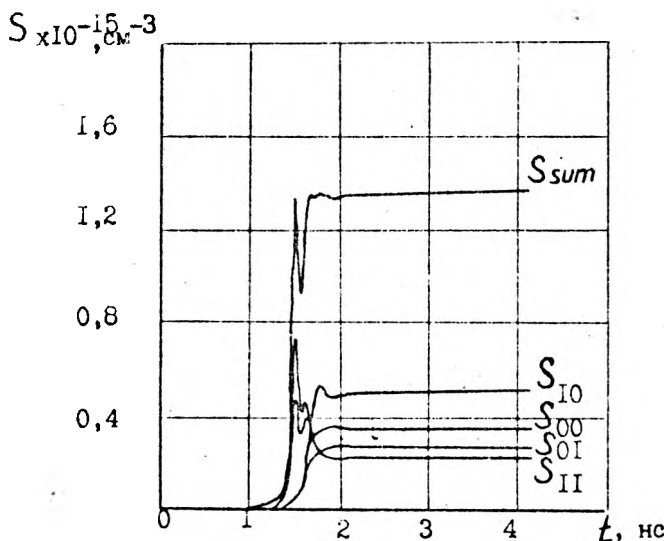


Рис. 16. Зависимость плотности фотонов от времени для лазера, генерирующего 2 продольные и 2 поперечные моды: $J = 4500 \text{ A/cm}^2$; $v = 8.5 \cdot 10^8 \text{ cm/c}$; $d = 2 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$; $\Delta\lambda = 0.5 \text{ nm}$; $\tau_{p00} = 2.4 \cdot 10^{-12} \text{ c}$; $\tau_{p0I} = 2.3 \cdot 10^{-12} \text{ c}$; $\tau_{pI0} = 2.3 \cdot 10^{-12} \text{ c}$; $\tau_{pII} = 2.2 \cdot 10^{-12} \text{ c}$.

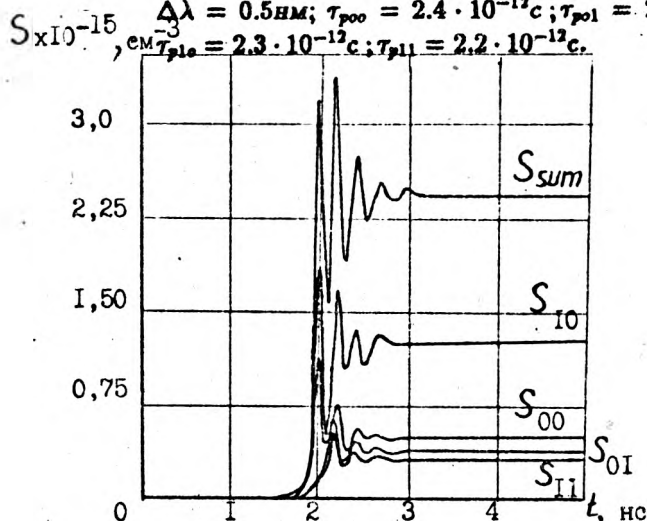


Рис. 17. Зависимость плотности фотонов от времени для лазера, генерирующего 2 продольные и 2 поперечные моды: $J = 6000 \text{ A/cm}^2$; $v = 8.5 \cdot 10^8 \text{ cm/c}$; $d = 2 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$; $\Delta\lambda = 0.5 \text{ nm}$; $\tau_{p00} = 2.4 \cdot 10^{-12} \text{ c}$; $\tau_{p0I} = 2.3 \cdot 10^{-12} \text{ c}$; $\tau_{pI0} = 2.3 \cdot 10^{-12} \text{ c}$; $\tau_{pII} = 2.2 \cdot 10^{-12} \text{ c}$.

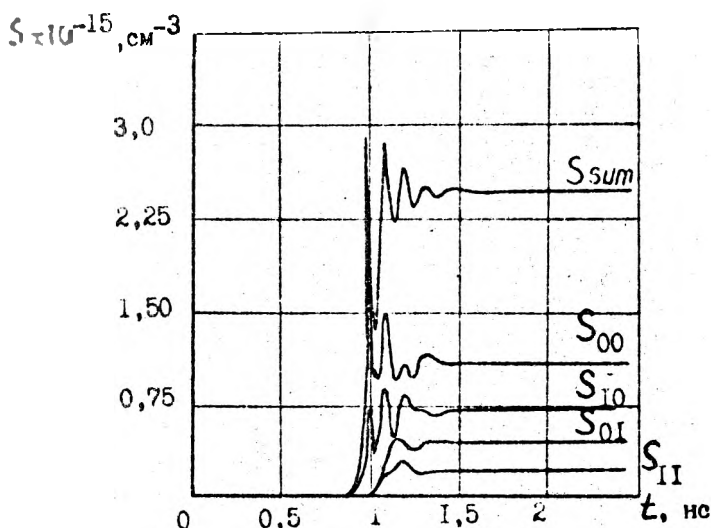


Рис. 18. Зависимость плотности фотонов от времени: $J = 8000 \text{ А/см}^2$; $\nu = 8.5 \cdot 10^9 \text{ см/с}$; $d = 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}$; $\Delta\lambda = 0.5 \text{ нм}$; $\tau_{p00} = 2.7 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; $\tau_{p01} = 2.1 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; $\tau_{p10} = 2.1 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; $\tau_{p11} = 2.0 \cdot 10^{-12} \text{ с}$.

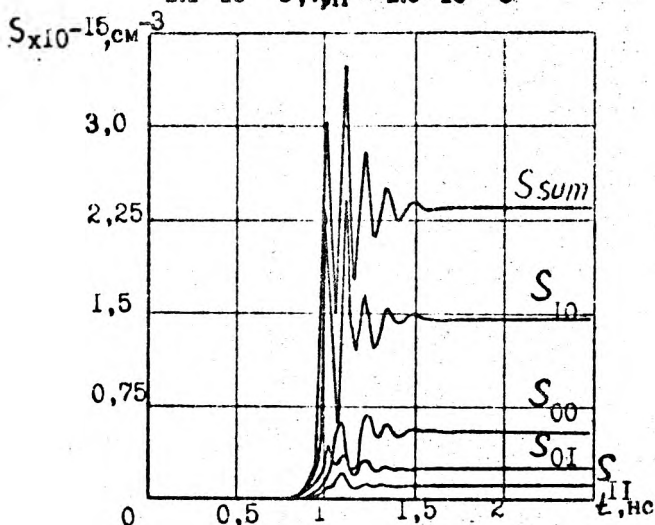


Рис. 19. Зависимость плотности фотонов от времени: $J = 6000 \text{ А/см}^2$; $\nu = 8.5 \cdot 10^9 \text{ см/с}$; $d = 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}$; $\Delta\lambda = 1.5 \text{ нм}$; $\tau_{p00} = 2.4 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; $\tau_{p01} = 2.3 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; $\tau_{p10} = 2.3 \cdot 10^{-12}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

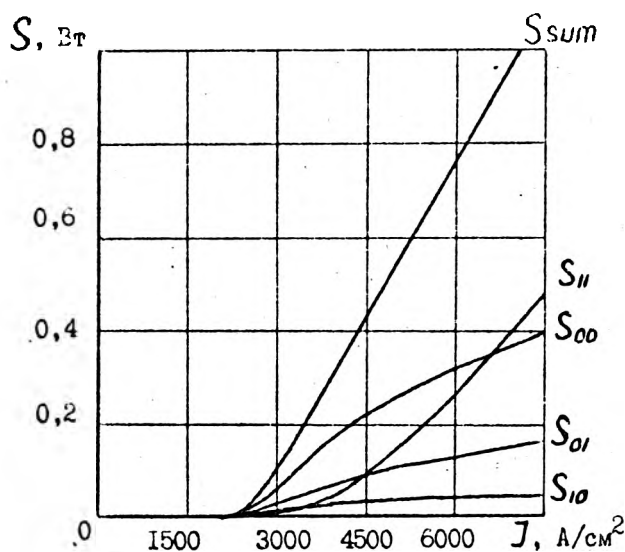
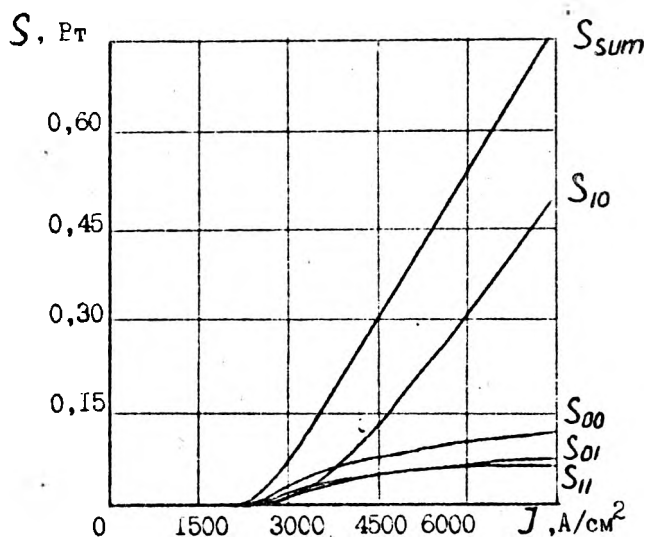


Рис. 20. Ватт-амперная характеристика лазера, генерирующего 2 продольные и 2 поперечные моды: а) $\tau_{p00} = 2.55 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; $\tau_{p01} = 2.38 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; $\tau_{p10} = 2.4 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; $\tau_{p11} = 2.45 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; б) $\tau_{p00} = 2.7 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; $\tau_{p01} = 2.4 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; $\tau_{p10} = 2.0 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; $\tau_{p11} = 2.1 \cdot 10^{-12} \text{ с}$.

2.01 [20, 21], позволяющий получить вид переходных процессов и распределение интенсивности излучения отдельных мод и в интегральном потоке при подаче 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 но-ва равной 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 падалось меньшим, чем для продольных мод. Изменение межмодового расстояния приводит не только к изменению соотношений между интенсивностями мод с равными 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. Елисеєв 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. - Мн.: Университетское, 1988. - 304 с.
4. Богданкевич О.В., Даронек С.А., Елисеєв 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. отделение, 1989. - 236 с.
7. Statz 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 физических процессов в одномодовых инжекционных лазерах в режиме свободной

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

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

16. Прохоренко А.С. Стробоскопическая фотоэлектронная осциллография оптических сигналов с субнаносекундным 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 научной конференции БДУ (красавик - 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.