

# Экспериментальное исследование $\alpha$ -фактора в напряженных квантоворазмерных полупроводниковых лазерах на основе InGaAs/AlGaAs/GaAs

А.П.Богатов\*, А.Е.Болтасева\*\*, А.Е.Дракин\*, М.А.Белкин\*\*, В.П.Коняев\*\*\*

*Представлена методика экспериментального определения коэффициента амплитудно-фазовой связи ( $\alpha$ -фактор) в полупроводниковых инжекционных лазерах; он получен для квантоворазмерных лазеров на основе InGaAs/AlGaAs/GaAs с одной квантовой ямой при концентрациях инжектированных носителей от  $1.5 \cdot 10^{18}$  до  $6 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Показано, что в максимуме модового усиления для такого рода структур  $\alpha$ -фактор находится в диапазоне 2–9 и в зависимости от режима работы лазера может изменяться в несколько раз для одной и той же структуры.*

**Ключевые слова:** квантоворазмерные гетеролазеры, модовое усиление, коэффициент амплитудно-фазовой связи.

## Введение

Важную роль в теории полупроводниковых лазеров играет так называемый коэффициент амплитудно-фазовой связи (или  $\alpha$ -фактор), который характеризует взаимосвязь изменений показателя преломления и усиления с ростом концентрации носителей в активной среде. Данный коэффициент влияет на целый ряд важнейших характеристик лазерного излучения, что объясняет интерес к его измерению и расчету в течение последнего десятилетия [1–16]. В частности,  $\alpha$ -фактор является одним из основных параметров, определяющих ширину спектральной линии полупроводниковых лазеров [1–4] (его называют также коэффициентом уширения линии). Величина  $\alpha$ -фактора выражается через отношение скоростей изменения эффективного показателя преломления и модового усиления при изменении концентрации носителей:

$$\alpha = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{dn/dN}{dG/dN},$$

где  $\lambda$  – длина волны в вакууме;  $n$  – эффективный показатель преломления;  $G$  – коэффициент модового усиления;  $N$  – концентрация инжектированных носителей. Уменьшение  $\alpha$ -фактора имеет большое значение, т. к. это позволит разработать структуры с улучшенными динамическими и шумовыми характеристиками лазерного излучения.

Особый интерес представляют теоретические расчеты  $\alpha$ -фактора [14–16] и его экспериментальное исследование в новых типах лазерных структур [5, 6, 10–13]. В частности, в [13] получено  $\alpha$  в диапазоне 2.2–3.5 для квантоворазмерных InGaAs-лазеров, однако зависимость этого параметра от концентрации носителей не была приве-

Параметры исследуемой гетероструктуры.

Слой	Состав	Толщина (нм)
Контактный	$p^+$ -GaAs	200
Эмиттерный	$P$ -Al <sub>0.33</sub> Ga <sub>0.67</sub> As	$1.3 \cdot 10^3$
Волноводный	Al <sub>0.23</sub> Ga <sub>0.77</sub> As нелегированный	90
Разделительный	GaAs нелегированный	6
Активный	In <sub>0.20</sub> Ga <sub>0.80</sub> As	10
Разделительный	GaAs нелегированный	6
Волноводный	Al <sub>0.23</sub> Ga <sub>0.77</sub> As нелегированный	90
Эмиттерный	$N$ -Al <sub>0.33</sub> Ga <sub>0.67</sub> As	$1.6 \cdot 10^3$
Подложка	$n$ -GaAs	$10^5$

дена. В настоящей работе представлены результаты экспериментального определения  $\alpha$ -фактора для напряженных квантоворазмерных лазеров на основе InGaAs/GaAs, полученные при исследовании их усиленного спонтанного излучения в допороговом режиме. Такие исследования, позволяющие одновременно определять изменения эффективного показателя преломления и модового усиления при изменении тока накачки, дают возможность получить информацию о концентрационной зависимости  $\alpha$ -фактора в изучаемых лазерах.

## 1. Экспериментальная часть

Коэффициент  $\alpha$  измерялся в напряженных квантоворазмерных лазерах на InGaAs/AlGaAs/GaAs-гетероструктуре с одной квантовой ямой, излучающих в спектральном диапазоне 0.94–0.98 мкм. Толщины и состав слоев структуры представлены в таблице.

Для данной структуры расчетный параметр оптического ограничения  $\Gamma \approx 0.017$ . При расчете для всех слоев, кроме активного, использовались показатели преломле-

\*Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 117924 Москва, Ленинский просп., 53

\*\*Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, 141700 Долгопрудный Моск.обл.

\*\*\*Федеральное государственное унитарное предприятие НИИ «Полос», Россия, 117342 Москва, ул.Введенского, 3

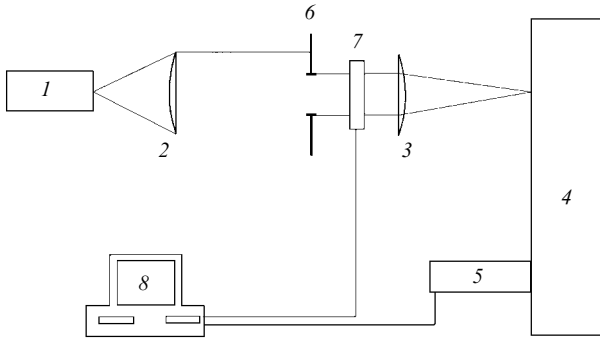


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 – лазерный диод; 2, 3 – фокусирующие микрообъективы; 4 – спектрометр ДФС-24; 5 – фотодиодная линейка; 6 – щелевая диафрагма; 7 – затвор; 8 – ЭВМ.

ния, полученные интерполяцией по данным из [17]. Для активного слоя показатель преломления был взят равным 3.63 [18]. Зеркала диодов не имели отражающих покрытий. Исследованные образцы представляли собой лазерные диоды с гребневым волноводом (ширина гребня 3.5 мкм), изготовленные из одной гетероструктуры, но различающиеся длиной резонатора (200, 400 и 600 мкм). Пороговые токи для всех диодов находились в диапазоне 13–15 мА, а внешняя дифференциальная эффективность (с обоих зеркал) составляла 0.6–0.8 Вт/А.

Исследования спектров суперлюминесценции проводились на компьютеризированной установке на основе многоканального оптического спектроанализатора (рис. 1). Излучение диода двумя микрообъективами передавалось на входную щель спектрометра ДФС-24. Между объективами располагалась щелевая диафрагма, которая была ориентирована перпендикулярно слоям структуры и выделяла основную поперечную моду излучения. В плоскости выходной щели спектрометра располагалась линейка фотодиодов, состоящая из 1024 элементов с периодом следования 25 мкм.

Динамический диапазон схемы измерения при регистрации интенсивности составлял порядка  $1.6 \cdot 10^3$ . Данные с линейки передавались на ЭВМ. Перед фокусирующим объективом был расположен затвор, управляемый ЭВМ, что позволяло при регистрации каждого спектра контролировать темновой ток элементов линейки и фоновое излучение. Для уменьшения шумов линейка охлаждалась до температуры  $-25^\circ\text{C}$ . Спектры снимались при постоянной температуре медного держателя лазера, равной  $18^\circ\text{C}$ . Регулировка температуры проводилась за счет изменения тока через элемент Пельтье или нагреватель.

Измерения проводились в непрерывном режиме накачки. Для каждого диода снимались серии спектров с шагом по току 1 мА. Шаг выбирался из условия, чтобы сдвиг мод при таком изменении тока был много меньше межмодового расстояния, что позволяло определять смещение каждой моды. В области длин волн около 1 мкм линейкой перекрывался спектральный диапазон  $\sim 20$  нм. Весь исследованный спектральный диапазон составлял 130 нм, и в процессе снятия спектров он был разбит на 9 перекрывающихся поддиапазонов размером  $\sim 20$  нм (9 фиксированных положений решеток спектрометра). Сшивка спектров проводилась на основе определения смещения конкретных мод при переходе от одного интервала к другому.

Сдвиг мод при изменении тока накачки происходил не только за счет изменения концентрации инжектированных носителей, но также вследствие изменения температуры, вызванного изменением выделяющейся на диоде мощности. По этой причине для каждого диода снималось по несколько спектров за порогом генерации, что позволяло оценить температурный вклад в изменение показателя преломления.

Таким образом, исходным материалом для математической обработки являлись оцифрованные спектры суперлюминесценции при разных токах накачки (по 12–14 в допороговом режиме и по 5–6 за порогом генерации для каждого диода), содержащие, например, для диода с длиной резонатора  $L = 600$  мкм до 480 продольных мод.

## 2. Методика обработки спектров

Для экспериментального определения  $\alpha$ -фактора проводилась обработка спектров суперлюминесценции лазерных диодов, т. е. спектров оптически усиленного спонтанного излучения лазера, работающего в допороговом режиме. При этом использовалось то благоприятное обстоятельство, характерное для полупроводникового лазера, что интенсивность спонтанного излучения его активной области достаточно высока для экспериментальной регистрации. Это излучение может быть использовано как зондирующее излучение, попавшее в резонатор лазера. Если поперечная структура поля описывается единственной фундаментальной модой, то этот резонатор можно рассматривать как резонатор Фабри–Перо. Спонтанное излучение будет спектрально-модулировано продольными резонансами этого резонатора.

Следует отметить, что имеется прямая аналогия между классическим спектром пропускания резонатора Фабри–Перо и спектрами излучения внутри него и излучения, вышедшего наружу [19]. В обоих случаях мы имеем дело с продольными резонансами резонатора Фабри–Перо. Волноводный характер распространения излучения между зеркалами резонатора, свойственный полупроводниковому лазеру, приводит к некоторому отличию данного резонатора от классического резонатора Фабри–Перо.

Это отличие сводится к тому, что показатель преломления однородной среды, заполняющей классический резонатор, заменяется эффективным показателем преломления для рассматриваемой моды  $n = \beta'/k_0$ , где  $\beta'$  – реальная часть комплексной константы волноводного распространения  $\beta = \beta' + i\beta''$ ;  $k_0 = \omega/c$  – волновое число в вакууме. Везде ниже мы полагаем, что зависимость амплитуды электромагнитной волны от координаты, направленной вдоль оси резонатора, и времени  $t$  пропорциональна  $\exp(i\beta z - i\omega t)$ . Теперь коэффициент амплитудно-фазовой связи  $\alpha$  может быть также определен как

$$\alpha = \left( \frac{\partial \beta'}{\partial N} \right) / \left( \frac{\partial \beta''}{\partial N} \right).$$

По ширине линии пропускания резонатора или по соотношениям интенсивностей в минимуме и максимуме можно определять параметры резонатора, в частности коэффициенты отражения его зеркал или поглощение (усиление) внутри него. Это обстоятельство служит основой ряда методик измерения зависимости усиления от тока накачки в полупроводниковом лазере [20–22].

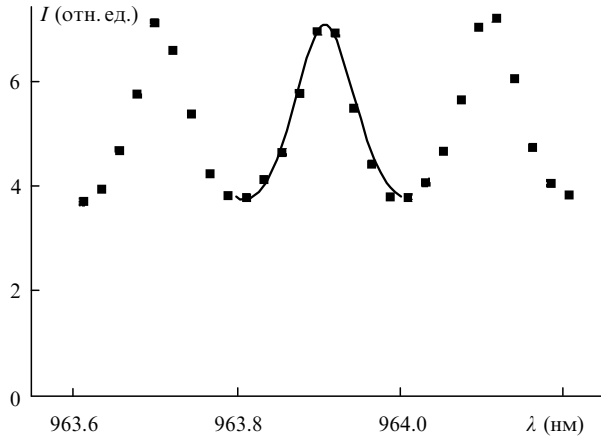


Рис.2. Фрагмент спектра суперлюминесценции диода с длиной резонатора  $L = 600$  мкм при токе накачки 10 мА (■) и модельная функция суперлюминесценции, описываемая формулой (1) (сплошная кривая).

В настоящей работе для определения изменения показателя преломления с током накачки необходимо было для каждого полученного спектра находить точное положение резонаторных максимумов. Для этого использовалась численная подгонка теоретической модели к экспериментальным спектрам по методу наименьших квадратов. Каждый спектральный пик описывался функцией Эри

$$I_k(\lambda) = \frac{A_k(1)}{A_k(2) - \cos[A_k(3)(A_k(4) - \lambda)]}, \quad (1)$$

где  $\lambda$  – длина волны. Подгонка проводилась по коэффициентам  $A_k(p)$ ,  $p = 1 - 4$ .

На рис.2 представлен фрагмент спектра суперлюминесценции диода с длиной резонатора  $L = 600$  мкм при токе накачки  $i = 10$  мА (квадраты). Сплошная кривая – модельная функция (1) с коэффициентами, определенными подгонкой по центральному максимуму рис.2. Таким образом, набор этих коэффициентов полностью определял положение максимума каждой продольной моды, межмодовое расстояние в районе данной моды и ее форму. По сдвигу мод суперлюминесценции при изменении тока накачки определялось изменение эффективного показателя преломления.

Как известно, изменение эффективного показателя преломления с током накачки  $i$  происходит за счет изменения концентрации инжектируемых носителей  $N$  и температуры диода  $T$ :

$$\frac{dn}{di} = \frac{\partial n}{\partial N} \frac{\partial N}{\partial i} + \frac{\partial n}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial i}. \quad (2)$$

Благоприятным является то обстоятельство, что температурное и концентрационное изменения  $n$  имеют разные знаки, поэтому эти эффекты легко отделяются друг от друга. Действительно, за порогом генерации концентрация носителей стабилизируется,  $\Delta n$  определяется только нагревом и линейно зависит от тока накачки. По наклону кривой  $\Delta n = f(i)$  за порогом генерации можно оценить температурный вклад в изменение показателя преломления как за порогом генерации, так и в допороговом режиме.

В предположении, что перед порогом генерации вся

подводимая мощность идет на нагрев диода, получаем  $(\partial T/\partial i)|_{sp} = RU$ , где  $R$  – тепловое сопротивление диода,  $U$  – напряжение на диоде. За порогом генерации часть мощности выводится из диода в виде излучения, поэтому  $(\partial T/\partial i)|_{las} = R(U - \eta)$ , где  $\eta$  – внешняя дифференциальная эффективность с обоих зеркал (в [Вт/А]). Тогда связь между производными  $\partial T/\partial i$  в допороговом режиме и за порогом генерации будет определяться выражением

$$\left(\frac{\partial T}{\partial i}\right)_{sp} = \frac{U}{U - \eta} \left(\frac{\partial T}{\partial i}\right)_{las}.$$

Из этого соотношения и из (2) следует

$$\left(\frac{\partial n}{\partial N}\right) \left(\frac{\partial N}{\partial i}\right)_{sp} = \frac{dn}{di} \Big|_{sp} - \frac{U}{U - \eta} \frac{dn}{di} \Big|_{las}. \quad (3)$$

Для определения связи между концентрацией инжектированных носителей  $N$  и током накачки  $i$  предполагалось, что скорость изменения показателя преломления с концентрацией носителей  $\partial n/\partial N$  постоянна в исследованном диапазоне токов накачки и одинакова для всех диодов. Считая, что при малых токах накачки концентрация носителей прямо пропорциональна плотности тока, и полагая известным время жизни носителей (1 нс), можно определить зависимость изменения эффективного показателя преломления от концентрации носителей.

Наиболее распространенная методика измерения модового усиления основана на определении глубины модуляции в спектре лазерного излучения в допороговом режиме (метод Хакки – Паоли) [13, 20]. Недостатком этого метода является требование высокой разрешающей способности аппаратуры, а также наличие фонового излучения в спектральном интервале между резонансами Фабри–Перо, дающего большой вклад в погрешность измерений.

Существует ряд модификаций этого метода, позволяющих в той или иной мере учесть влияние аппаратной функции [21, 22]. В настоящей работе использовалась оригинальная методика, которая заключалась в выражении усиления через расстояние между резонансами Фабри–Перо  $\Delta\lambda$  и ширину резонанса  $\delta\lambda_\beta$  на некотором уровне интенсивности  $\beta$ :

$$I_\beta = I_{min} + \beta(I_{max} - I_{min}), \quad 0 \leq \beta \leq 1, \quad (4)$$

где  $I_{max}$ ,  $I_{min}$  – интенсивности в максимуме и минимуме резонансного пика. Положим, что в области  $m$ -го резонанса спектр усиленного излучения описывается функцией

$$I(\lambda) = \frac{A}{[(1 + F^2)/2F] - \cos[2\pi(\lambda_m - \lambda)/\Delta\lambda_m]}, \quad (5)$$

где  $A$  – амплитуда;  $\Delta\lambda_m = \lambda_m^2/2n^*L$  – межмодовое расстояние;  $F = \exp(GL)$ ;  $G = \Gamma g - \alpha - L^{-1} \ln R^{-1}$  – коэффициент суммарного модового усиления;  $n^*$  – групповой показатель преломления;  $L$  – длина диода. Из уравнений (4) и (5) можно получить связь  $\delta\lambda_\beta/\Delta\lambda_m$  с  $F$ :

$$\cos\left(\pi \frac{\delta\lambda_\beta}{\Delta\lambda_m}\right) = \frac{(1 + F^2)(2\beta - 1) + 2F}{1 + F^2 + 2F(2\beta - 1)}. \quad (6)$$

Порогу генерации соответствует условие  $\delta\lambda_\beta = 0$ . Однако ширина моды на некотором уровне  $\beta$  регистрируе-

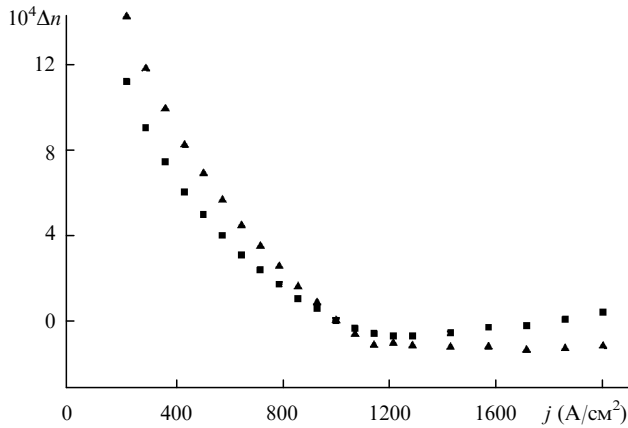


Рис.3. Зависимость изменения эффективного показателя преломления от плотности тока накачки, измеренная экспериментально (■) и скорректированная на температурную составляющую (▲) для диода с длиной резонатора  $L = 400$  мкм на длине волны  $\lambda_0 = 984.83$  нм ( $j_0 = 1000$  А/см<sup>2</sup>).

мого спектра  $\delta\lambda_\beta^r$  больше  $\delta\lambda_\beta$  из-за уширения за счет аппаратной функции.

В настоящей работе учет аппаратной функции проводился следующим образом. Предполагалось, что при  $\beta$ , близком к единице, имеет место приближенное равенство

$$(\delta\lambda_\beta^r)^2 \approx (\delta\lambda_\beta)^2 + (\delta\lambda_\beta^a)^2, \quad (7)$$

где  $\delta\lambda_\beta^a$  – ширина аппаратной функции по уровню  $\beta$ . Выражение (7) справедливо вследствие того, что вблизи максимума кривые спектров и аппаратной функции можно приближенно описать гауссовыми кривыми (для последних выражение (7) выполняется точно). Тогда на пороге генерации

$$\delta\lambda_\beta^r \approx \delta\lambda_\beta^a. \quad (8)$$

Сначала с помощью выражения (6) определялись кривые модового усиления без учета аппаратной функции. Далее при токе, соответствующем порогу генерации, когда спектральная ширина лазерной линии заведомо много уже аппаратной функции, оценивалась ширина аппаратной функции по уровню  $\beta = 0.8$ . Эта ширина в наших экспериментах составила 0.011 нм, что соответствует спектральному разрешению по критерию Рэлея на уровне 0.03 нм. Затем с помощью выражения (7) определялась истинная ширина каждой моды для всех спектров.

### 3. Результаты измерений и их обсуждение

Типичная экспериментальная зависимость изменения эффективного показателя преломления от плотности тока накачки  $j$  на длине волны  $\lambda_0 = 984.83$  нм, полученная для диода с длиной резонатора 400 мкм (пороговый ток  $i_0 = 14$  мА и плотность тока  $j_0 \approx 1000$  А/см<sup>2</sup>), представлена на рис.3 (квадраты). Зависимость  $\Delta n(j)$ , скорректированная на температурную составляющую  $\partial n/\partial T$  в соответствии с вышеизложенной методикой, приведена на этом же рисунке (треугольники). Видно, что на исходной кривой до плотности тока  $j \approx 1100$  А/см<sup>2</sup> происходит уменьшение  $n$  ( $\Delta n = n(j) - n(j_0)$ ), что связано с воздействием носителей, а при дальнейшем увеличении  $j$  проявля-

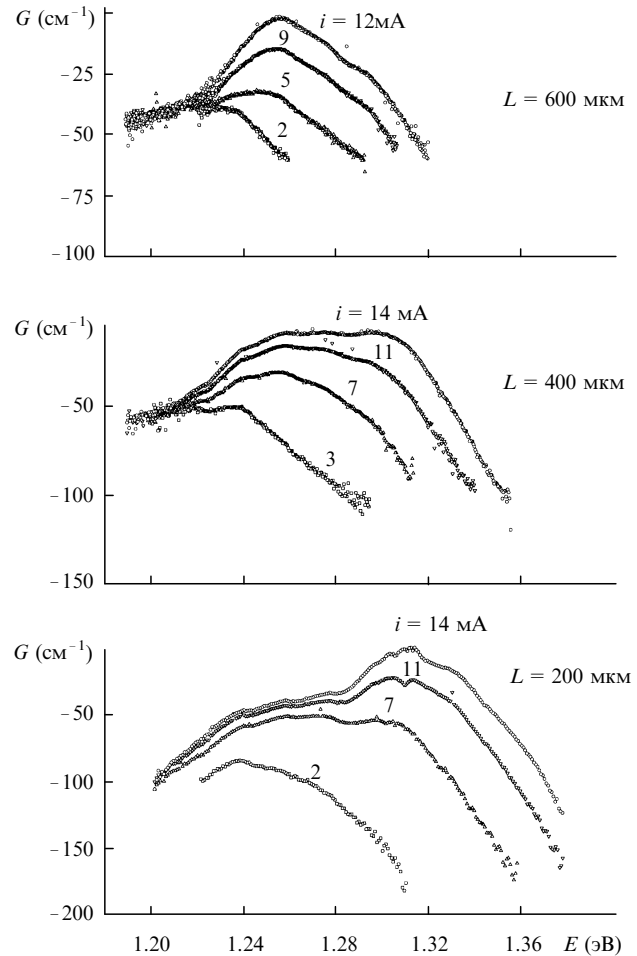


Рис.4. Спектральные зависимости коэффициента модового усиления  $G$  для трех диодов с длинами резонаторов 600, 400 и 200 мкм при различных токах накачки.

ется температурная зависимость эффективного показателя преломления –  $n$  растет.

Экспериментальные зависимости модового усиления от энергии фотона  $E$  представлены на рис.4. Приведены некоторые из полученных кривых, скорректированные на ширину аппаратной функции, для трех диодов с  $L = 600$ , 400 и 200 мкм и разных токов накачки. При уменьшении длины резонатора наблюдается рост усиления, что связано с оптическими переходами со второго квантового уровня, которым соответствует энергия фотона  $\sim 1.31$  эВ. В случае диода с  $L = 200$  мкм хорошо заметно насыщение усиления для переходов с первого уровня; им соответствует энергии фотона  $\sim 1.26$  эВ.

С использованием данных по изменению эффективного показателя преломления и модовому усилению был рассчитан  $\alpha$ -фактор для исследованных образцов. Полученная зависимость  $\alpha$ -фактора в максимуме модового усиления от концентрации инжектированных носителей для исследованных диодов показана на рис.5. Для трех диодов с  $L = 200$ , 400 и 600 мкм при изменении концентрации инжектированных носителей  $N$  от  $1.5 \cdot 10^{18}$  до  $6 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>  $\alpha$ -фактор лежит в диапазоне 2–9, что согласуется с ранее опубликованными данными (так, в работе [14] для  $N$ , изменяющихся от  $2 \cdot 10^{18}$  до  $6 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>,  $\alpha$ -фактор составлял 2.5–6).

Поведение  $\alpha$ -фактора для каждого диода является довольно регулярным. При увеличении концентрации  $N$  до  $(2-2.5) \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>  $\alpha$  уменьшается, что связано с ростом в

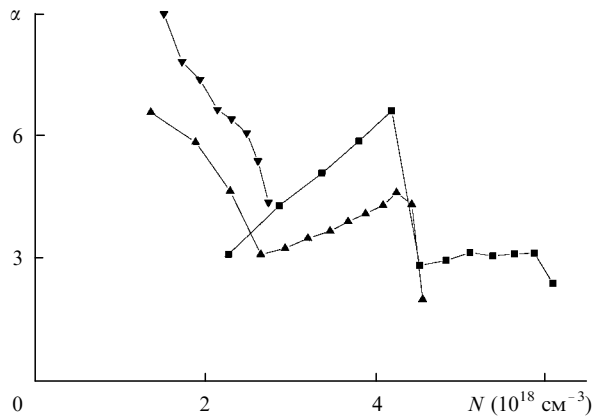


Рис.5. Зависимости  $\alpha$ -фактора в максимуме модового усиления от концентрации инжектированных носителей для диодов с длинами резонаторов 200 (■), 400 (▲) и 600 мкм (▼).

этом диапазоне дифференциального усиления для переходов на первом уровне. С дальнейшим увеличением  $N$  вплоть до  $(4-4.5) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$   $\alpha$ -фактор плавно растет в связи с насыщением усиления для переходов с этого уровня. При  $N = (4-4.5) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  происходит его резкое падение при переключении максимума усиления на переходы со второго уровня (рис.4) и далее опять наблюдается плавный рост  $\alpha$ -фактора.

Зависимость  $\alpha$ -фактора от концентрации носителей  $N$  для трех фиксированных энергий фотона приведена на рис.6. Видно, что в основном имеет место близкое к монотонному увеличение  $\alpha$  с ростом  $N$ , что связано с неизбежным насыщением материального усиления на фиксированной длине волны.

Разброс экспериментальных значений не связан с погрешностью измерений, а является следствием наблюдаемого поведения  $\alpha$ . Погрешность определения  $\alpha$  с помощью описанной выше методики можно оценить как не хуже  $\pm 5\%$ . Надо иметь в виду, что, во-первых,  $\alpha$  определяется отношением производных, поэтому оно более чувствительно к изменению концентрации носителей, чем исходные величины, такие как показатель преломления или усиление. Во-вторых, поскольку  $\alpha$  находилось для длины волны, соответствующей спектральному максимуму, а сам максимум, в свою очередь, испытывает хотя и монотонное, но довольно сложное движение с увеличением концентрации, то результатом этого является сложное, в том числе и резкое, изменение  $\alpha$ .

В свете сказанного становится понятно, что в зависимости от рабочей точки лазера, а именно от пороговой концентрации электронов, значение  $\alpha$  может изменяться в несколько раз. В свою очередь пороговая концентрация (пороговое усиление) зависит от таких параметров лазера, как его длина, фактор оптического ограничения, коэффициенты отражения зеркал и внутренние нерезонансные потери. Очевидно, что изменение этих параметров влечет за собой и изменение фактора  $\alpha$ .

Поскольку  $\alpha$ -фактор существенно зависит от концентрации, то при анализе физических явлений, в которых он является важным параметром, например при анализе ширины линии генерации [4], необходим учет пространственно-неоднородного выгорания инверсии вдоль оси резонатора лазерного диода. Особенно это проявится при работе лазера в режиме большого тока накачки (множественно превышающего порог) и с резонаторами, имеющими низкоотражающее зеркало.

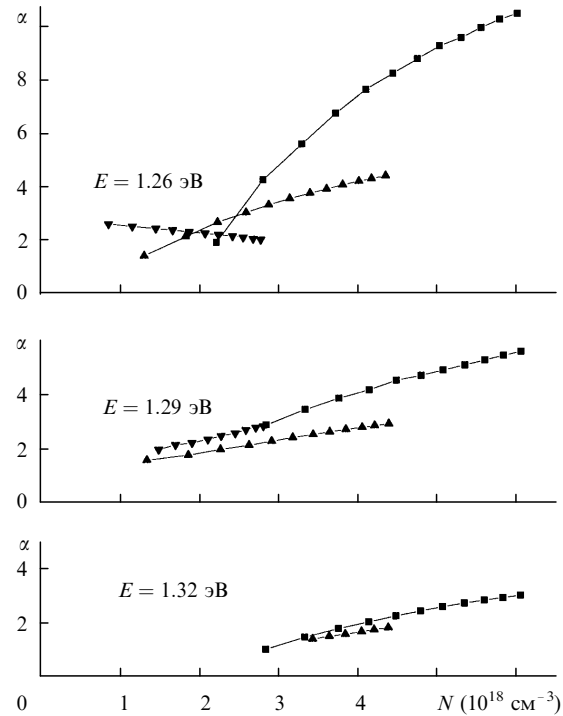


Рис.6. Зависимости  $\alpha$ -фактора от концентрации инжектированных носителей для фиксированных энергий фотонов 1.26 эВ, 1.29, и 1.32 эВ при длинах резонаторов 200 (■), 400 (▲) и 600 мкм (▼).

Заметим, что при одной и той же концентрации носителей для разных диодов нами получены различные значения  $\alpha$ -фактора, что, по-видимому, связано с его зависимостью от характеристик конкретного образца. Исследованные диоды с резонаторами разной длины, сделанные из одного образца гетероструктуры, могли иметь несколько различающиеся внутренние параметры (толщина слоев, структура гребня, растекание тока и т. д.), что является следствием неизбежных технологических неоднородностей при изготовлении структуры.

Из проведенных измерений также следует, что само значение  $\alpha$ -фактора и его зависимость от концентрации будут совершенно разными в полупроводниковом лазере со спектрально-неселективным плоским резонатором и в лазере со спектрально-селективным резонатором, например в РОС-лазере, причем в последнем  $\alpha$ -фактор может быть значительно больше, чем у обычного лазера с плоскопараллельными зеркалами.

## Заключение

Таким образом, для исследованной лазерной структуры в зависимости от пороговой концентрации носителей (определяющейся, в частности, длиной резонатора, коэффициентами отражения зеркал и т. п.)  $\alpha$ -фактор в максимуме модового усиления может изменяться от 2 до 9, т. е. не является постоянным. Следовательно, при неконтролируемых параметрах лазеров  $\alpha$ -фактор в них может быть существенно различным.

Поскольку уменьшение  $\alpha$ -фактора приводит к стабилизации спектра излучения, а также к улучшению динамических и шумовых характеристик лазеров, полученные нами результаты дают возможность выбрать режим работы лазера, который соответствует оптимальному диапазону  $\alpha$ -фактора. В частности, в тех случаях, когда требуются малые  $\alpha$ , низкая пороговая концентрация (поро-

говое материальное усиление) может быть нежелательна.

Работа выполнена в рамках проекта программы «Физика твердотельных наноструктур» с частичной поддержкой ФЦПГ «Интеграция» (УНЦ «Фундаментальная оптоэлектроника квантоворазмерных полупроводниковых структур» и УНЦ «Фундаментальная оптика и спектроскопия»).

1. Henry H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **18**, 259 (1982).
2. Vahala K., Yariv A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **19**, 1096 (1983).
3. Vahala K., Chiu L.C., Margalit S., Yariv A. *Appl. Phys. Letts.*, **42**, 631 (1983).
4. Wu M.-C., Lo Y., Wang S. *Appl. Phys. Letts.*, **52**, 1119 (1988).
5. Dutta N.K., Wynn J., Sivco D.L., Cho A.Y. *Appl. Phys. Letts.*, **56**, 2293 (1990).
6. Dutta N.K., Temkin H., Tanbun-Ek T., Logan R. *Appl. Phys. Letts.*, **57**, 1390 (1990).
7. Grabmaier A., Fuchs G., Hangleiter A. *J. Appl. Phys.*, **70**, 2467 (1991).
8. Zhao B., Chen T.R., Iannelli J., Zhuang Y.H., Yamada Y., Yariv A. *Appl. Phys. Letts.*, **62**, 1200 (1992).
9. Hamel W.A., van Exter M.P., Shore K.A., Woerdman J.P. *Phys. Rev.*, **45**, 4864 (1992).
10. Raghuraman R., Yu N., Engelmann R., Lee H., Shieh C.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**, 69 (1993).
11. Kikuchi K., Amano M., Zah C.E., Lee T.P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 571 (1994).
12. Данилина О.В., Логгинов А.С. *Квантовая электроника*, **22**, 1079 (1995).
13. Коняев В.П., Курносков В.Д., Лукьянов В.Н., Плявенок А.Г., Шраменко М.В., Якубович С.Д. *Квантовая электроника*, **21**, 1137 (1994).
14. Hader J., Bosset D., Stohs J., Chow W.W., Koch S.W., Moloney J.W. *Appl. Phys. Letts.*, **74**, 2277 (1999).
15. Anson S.A., Olesberg J.T., Flatte M.E., Hasenberg T.C., Boggess T.F. *J. Appl. Phys.*, **86**, 713 (1999).
16. Wenzel H., Erbert G., Enders P.M. *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics*, **5**, 637 (1999).
17. Кейси Х., Паниш М. *Лазеры на гетероструктурах* (М., Мир, 1981).
18. Zou W.X., Merz J.L., Coldren L.A. *J. Appl. Phys.*, **72**, 5047 (1992).
19. Безотосный В.В., Богатов А.П., Долгинов Л.М., Дракин А.Е., Елисеев П.Г., Мильвидский М.Г., Свердлов Б.Н., Шевченко Е.Г. *Труды ФИАН*, **141**, 18 (1983).
20. Paoli T., Hakki B. *J. Appl. Phys.*, **44**, 4113 (1973).
21. Cassidy D.T. *J. Appl. Phys.*, **56**, 3096 (1984).
22. Westbrook L.D. *IEE Proc.*, **133**, 135 (1986).

**A.P.Bogatov, A.E.Boltaseva, A.E.Drakin, M.A.Belkin, V.P.Konyaev. Experimental study of the  $\alpha$ -factor in InGaAs/AlGaAs/GaAs strained quantum-well lasers.**

A technique to experimentally determine the amplitude-phase coupling factor ( $\alpha$ -factor) in semiconductor laser diodes is proposed. The factor was obtained for InGaAs/AlGaAs/GaAs single-quantum-well lasers with injected-carrier concentrations from  $1.5 \times 10^{18}$  to  $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . It is shown that the  $\alpha$ -factor for such structures at the maximum of mode gain lies in a range of 2–9, and its value for one and the same structure may differ severalfold, depending on the operating point of a laser.