

# Влияние эффекта насыщения усиления на мощность излучения полупроводниковых лазеров на квантовых ямах

© Г.Г. Зегря, И.Ю. Соловьев<sup>†</sup>

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 7 октября 2004 г. Принята к печати 12 октября 2004 г.)

Теоретически исследована ватт-амперная характеристика полупроводникового лазера на квантовых ямах с учетом эффекта насыщения коэффициента усиления. Показано, что при больших значениях плотности тока ватт-амперная характеристика становится нелинейной. Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными.

## 1. Введение

Полупроводниковые лазеры находят все больше применений в различных областях науки и техники, при этом требования предъявляемые к их характеристикам постоянно растут. Одним из таких требований является повышение выходной мощности излучения. Хорошо известно, что с ростом тока накачки наблюдается насыщение мощности излучения полупроводникового лазера, а иногда и срыв генерации [1]. Как правило, считается, что насыщение излучения связано с разогревом носителей заряда и решетки [1]. Однако в ряде работ показано, что в отсутствие разогрева решетки и носителей заряда эффект насыщения все же имеет место [2]. Так, в работе [3] проведено исследование насыщения ватт-амперных характеристик полупроводниковых лазеров на квантовых ямах с разной длиной резонатора, при этом лазер поддерживался при постоянной температуре. В процессе исследования ватт-амперной характеристики лазера одновременно изучался и спектр спонтанной эмиссии, благодаря чему выяснилось, что при увеличении тока накачки не происходило разогрева решетки и носителей заряда, но насыщение ватт-амперной характеристики имело место. Таким образом, был сделан вывод, что существуют и другие механизмы, ответственные за насыщение излучения полупроводниковых лазеров и ограничивающие его мощность.

В полупроводниковых лазерах, как и в газовых, имеет место эффект насыщения коэффициента усиления. Впервые внимание на это обратил О.Н. Крохин [4]. Подробный анализ механизма насыщения коэффициента усиления приведен в книге [5]. Насколько нам известно, на данный момент аналогичный анализ для полупроводниковых лазеров на гетероструктурах отсутствует.

В гетероструктурах при высоких уровнях возбуждения процессы релаксации неравновесных носителей заряда усилены по сравнению с однородными полупроводниками. Релаксация носителей заряда происходит, как правило, за счет кулоновского взаимодействия.

Это, в частности, связано с локализацией носителей в пространстве. В объемных полупроводниках основным механизмом релаксации обычно является электрон-фононное взаимодействие. Как будет показано далее, процессы релаксации существенно влияют на величину коэффициента усиления, а следовательно, и на механизм насыщения усиления.

Данная работа посвящена исследованию механизма насыщения усиления в полупроводниковых лазерах на квантовых ямах и анализу его влияния на предельную мощность излучения.

## 2. Вычисление коэффициента усиления

Для вычисления коэффициента усиления можно воспользоваться формализмом матрицы плотности [6]. Кратко изложим основные моменты данного формализма в приложении к нашей задаче.

Для вычисления коэффициента усиления нам нужны компоненты матрицы плотности, описывающие поведение электронов в валентной зоне и в зоне проводимости. Уравнение для компонент матрицы плотности имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{ij}}{\partial t} = (E_i - E_j)\rho_{ij} + [H', \rho]_{ij} + \frac{i\hbar}{\tau_{ij}} (\rho_{ij}^e - \rho_{ij}). \quad (1)$$

Индексы  $i, j = 1, 2$  соответствуют валентной зоне и зоне проводимости соответственно,  $E_i$  — энергия электрона в соответствующей зоне,  $H' = -(e/m_c c)\mathbf{p}\mathbf{A}$  — гамильтониан взаимодействия электронов с электромагнитным полем,  $m_c$  — эффективная масса электрона,  $\mathbf{p}$  — оператор импульса,  $\mathbf{A}$  — векторный потенциал,  $\tau_{ij}$  — время релаксации. При  $i = j$  имеем  $\tau_{ii} = T_1$  — продольное время релаксации функции распределения в каждой зоне, при  $i \neq j$  имеем  $\tau_{ij} = T_2$  — поперечное время релаксации,  $\rho_{ii}^e$  — равновесное распределение по импульсам в зоне  $i$ .

После несложных преобразований получаем уравнение для диагональных и недиагональных компонент

<sup>†</sup> E-mail: igor@theory.ioffe.rssi.ru

матрицы плотности:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho_{12}}{\partial t} &= -\frac{i}{\hbar} (E_1 - E_2) \rho_{12} - \frac{\rho_{12}}{T_2} + \frac{ie}{\hbar} \mathbf{E} \mathbf{r}_p^{12} (\rho_{22} - \rho_{11}), \\ \frac{\partial \rho_{21}}{\partial t} &= -\frac{i}{\hbar} (E_2 - E_1) \rho_{21} - \frac{\rho_{21}}{T_2} + \frac{ie}{\hbar} \mathbf{E} \mathbf{r}_p^{12} (\rho_{11} - \rho_{22}), \\ \frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} &= -\frac{1}{T_1} (\rho_{11} - \rho_{11}^e) + \frac{ie}{\hbar} \mathbf{E} (\mathbf{r}_p^{12} \rho_{21} - \rho_{12} \mathbf{r}_p^{21}), \\ \frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} &= -\frac{1}{T_1} (\rho_{22} - \rho_{22}^e) + \frac{ie}{\hbar} \mathbf{E} (\mathbf{r}_p^{21} \rho_{12} - \rho_{21} \mathbf{r}_p^{12}).\end{aligned}\quad (2)$$

Здесь  $\mathbf{r}_p^{12}$  — матричный элемент межзонного перехода,  $\mathbf{E}$  — электрическое поле волны.

В уравнениях (1) и (2) мы использовали приближение времени релаксации, которое позволяет значительно сократить вычисления и получить аналитические выражения для компонент матрицы плотности. Несомненно, точное рассмотрение требует аккуратного рассмотрения интеграла столкновений и решения интегродифференциальных уравнений, но для качественного анализа эффекта насыщения усиления в полупроводниковых лазерах на квантовых ямах и его влияния на предельную мощность лазера мы ограничимся приближением времени релаксации.

Далее мы используем резонансное приближение, т. е. в решении системы уравнений (2) оставляем только слагаемые с той же частотой  $\omega$ , что и у внешнего возбуждения, опуская вклады на удвоенных частотах.

Введем разность заселенностей между зоной проводимости и валентной зоной:

$$D(\mathbf{p}, t) = \rho_{22} - \rho_{11}.\quad (3)$$

Из системы уравнений (2) получаем выражения для недиагональных компонент матрицы плотности

$$\rho_{12}(\mathbf{p}, t) = -\frac{e}{\hbar} \mathbf{r}_p^{12} D(\mathbf{p}) \frac{\mathbf{E} e^{i\omega t}}{\omega_{21} - \omega + \frac{i}{T_2}},\quad (4)$$

$$\rho_{21}(\mathbf{p}, t) = -\frac{e}{\hbar} \mathbf{r}_p^{12} D(\mathbf{p}) \frac{\mathbf{E} e^{-i\omega t}}{\omega_{21} - \omega - \frac{i}{T_2}}.\quad (5)$$

Для разности заселенностей получаем

$$D(\mathbf{p}) = D^e(\mathbf{p}) \frac{(\omega_{21} - \omega)^2 + T_2^{-2}}{(\omega_{21} - \omega)^2 + T_2^{-2} + R},\quad (6)$$

$$D^e(\mathbf{p}) = \frac{2}{n(2\pi)^2} [f_c(\mathbf{p}) - f_v(\mathbf{p})],\quad (7)$$

где

$$\omega_{21} = \frac{E_2(\mathbf{p}) - E_1(\mathbf{p})}{\hbar},\quad (8)$$

$$R = 4 \frac{T_1}{T_2} \frac{e^2}{\hbar^2} |\mathbf{E} \mathbf{r}_p^{12}|^2,\quad (9)$$

$f_c(\mathbf{p})$ ,  $f_v(\mathbf{p})$  — функции распределения электронов в зоне проводимости и валентной зоне соответственно,

$n$  — двумерная концентрация носителей заряда,  $E_1(\mathbf{p})$  и  $E_2(\mathbf{p})$  — энергии носителей заряда с импульсом  $\mathbf{p}$  в валентной зоне и в зоне проводимости,  $\omega_{12}$  — частота перехода.

Вектор плотности поляризации системы выражается через недиагональные компоненты матрицы плотности и имеет вид

$$\mathbf{P}(t) = \frac{en}{a} \int \mathbf{r}_p^{12} [\rho^{12}(\mathbf{p}, t) + \rho^{21}(\mathbf{p}, t)] d^2 p.\quad (10)$$

Здесь  $a$  — ширина квантовой ямы,  $\mathbf{p}$  — двумерный импульс носителей заряда. Подставив сюда решение уравнений (4) и (6), получим

$$\begin{aligned}\mathbf{P}(t) &= -\frac{2e^2 n}{a \hbar} \\ &\times \int |\mathbf{r}_p^{12}|^2 \mathbf{E} D^e(\mathbf{p}) \frac{(\omega_{21} - \omega) \cos \omega t + T_2^{-1} \sin \omega t}{(\omega_{21} - \omega)^2 + T_2^{-2} + R} d^2 p.\end{aligned}\quad (11)$$

Для изотропной среды вектор плотности поляризации можно представить в виде  $\mathbf{P} = \chi(\omega) \mathbf{E}$ , где  $\chi$  — комплексная восприимчивость среды. Мнимая часть восприимчивости связана с мнимой частью диэлектрической проницаемости среды  $\varepsilon''$  соотношением  $\varepsilon''(\omega) = 4\pi \text{Im} \chi(\omega)$ .

Коэффициент усиления связан с мнимой частью диэлектрической проницаемости соотношением

$$g(\omega) = -\frac{\omega}{c} \frac{\varepsilon''}{\sqrt{\varepsilon_0}},\quad (12)$$

где  $\varepsilon_0$  — статическая диэлектрическая проницаемость среды. Подставив в (11) явное выражение для оптического матричного элемента и переходя к интегрированию по энергии, получим окончательное выражение для коэффициента усиления [7]

$$\begin{aligned}g(\hbar\omega) &= I_{cv}^2 \frac{\pi}{2} \frac{1}{a} \frac{\alpha}{\sqrt{\varepsilon_0}} \frac{E_g(E_g + \Delta_0)}{E_g + \frac{2}{3} \Delta_0} \\ &\times \int_{E_0}^{\infty} \left( \frac{1}{1 + e^{A_n}} + \frac{1}{1 + e^{B_p}} - 1 \right) \\ &\times \left( 1 + \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_n + \frac{M}{1+M} (E_{cv} - E_0)} \right) F(E_{cv}, \hbar\omega, E) \frac{dE_{cv}}{E_{cv}}.\end{aligned}\quad (13)$$

Здесь символами  $A_n$  и  $B_p$  обозначены величины

$$A_n = \frac{1}{T} \left[ \frac{M}{1+M} (E_{cv} - E_0) + \varepsilon_n - \mu_n \right],$$

$$B_p = \frac{1}{T} \left[ \frac{1}{1+M} (E_{cv} - E_0) + \varepsilon_p - \mu_p \right];$$

$\alpha$  — постоянная тонкой структуры;  $I_{cv}$  — интеграл перекрытия между электронными и дырочными волновыми функциями,  $I_{cv} < 1$ ,  $M = m_h/m_c$ ,  $m_h$  — эффективная масса дырки;  $E_{cv}$  — энергия перехода;  $E_g$  — ширина

запрещенной зоны;  $\Delta_0$  — энергия спин-орбитального расщепления;  $E_0 = E_g + \varepsilon_n + \varepsilon_p$ ,  $\varepsilon_n$  и  $\varepsilon_p$  — энергии квантовых уровней электрона и дырки, измеренные от края зоны;  $\mu_n$ ,  $\mu_p$  — квазифермиевские уровни электронов и дырок соответственно;  $T$  — температура электронно-дырочной плазмы, выраженная в энергетических единицах,

$$F(E_{cv}, \hbar\omega, |E|^2) = \frac{1}{\pi} \frac{\hbar/T_2}{(E_{cv} - \hbar\omega)^2 + (\hbar/T_2)^2 + R}. \quad (14)$$

Функция  $F(E_{cv}, \hbar\omega, |E|^2)$  учитывает зависимость коэффициента усиления от интенсивности излучения.

При точном рассмотрении задачи о насыщении коэффициента усиления, как уже говорилось выше, необходимо в системах уравнений (1) и (2) рассматривать интеграл столкновений с зависимостью от импульса частиц, поскольку в сильном поле происходит деформация функции распределения частиц. При этом для последовательного рассмотрения необходимо учитывать также изменение процессов рассеяния в сильных полях. Поскольку сейчас мы хотим получить только качественную картину причин насыщения усиления, нам достаточно воспользоваться приближением времени релаксации.

Условия начала генерации, т.е. равенство усиления и потерь, дают нам уравнение для определения пороговой концентрации лазера:

$$\Gamma g^{\max} = \alpha, \quad (15)$$

$$\alpha = \alpha_{\text{int}} + \alpha_{\text{ext}}. \quad (16)$$

Здесь  $\alpha$  — коэффициент потерь,  $\Gamma$  — фактор оптического ограничения,  $g^{\max}$  — максимальная величина коэффициента усиления,  $\alpha_{\text{int}}$  — внутренние потери излучения,

$$\alpha_{\text{ext}} = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R_r} \quad (17)$$

— потери на зеркалах резонатора,  $L$  — длина резонатора,  $R_r$  — коэффициент отражения ( $R_r = \sqrt{R_1 R_2}$ ),  $R_1$  и  $R_2$  — коэффициенты отражения на каждом зеркале.

В пороговую плотность тока лазера  $J_{\text{th}}$  вносят вклад ток излучательной рекомбинации  $J_{\text{th}}^R$  и ток оже-рекомбинации  $J_{\text{th}}^A$  [7]:

$$J_{\text{th}} = J_{\text{th}}^R + J_{\text{th}}^A, \quad (18)$$

где, согласно [7],

$$J_{\text{th}}^R = I_{cv}^2 \frac{2}{3\pi} \alpha \frac{E_g(E_g + \Delta_0)}{E_g + \frac{2}{3}\Delta_0} \frac{\sqrt{\varepsilon_0}}{\hbar^3 c^2} \int_{E_0}^{\infty} E \frac{1}{1 + e^{A'_n}} \frac{1}{1 + e^{B'_p}} dE,$$

$$A'_n = \frac{1}{T} \left[ \frac{M}{1 + M} (E - E_0) + \varepsilon_n - \mu_n \right],$$

$$B'_p = \frac{1}{T} \left[ \frac{1}{1 + M} (E - E_0) + \varepsilon_p - \mu_p \right]; \quad (19)$$

$$J_{\text{th}}^A = e[C_1 n^2 p + C_2 p^2 n], \quad (20)$$

$C_i$  — коэффициенты оже-рекомбинации. Выражение для коэффициентов оже-рекомбинации приведено в работе [8].

Для простоты мы не учитываем ток утечки носителей из активной области.

Знание порогового тока дает нам возможность определить ватт-амперную характеристику лазера

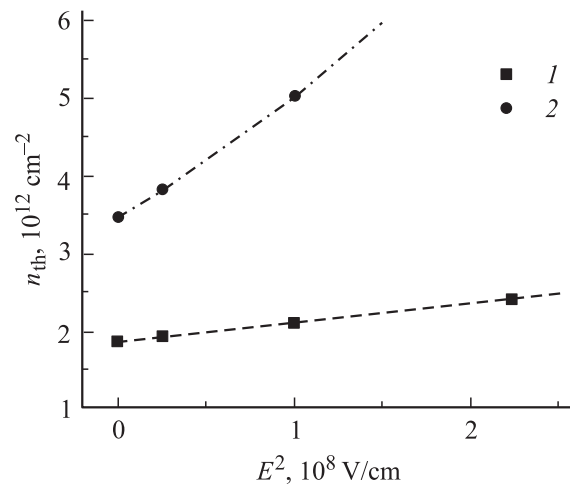
$$P_{\text{out}} = \frac{\hbar\omega}{e} (J - J_{\text{th}}), \quad (21)$$

где  $P_{\text{out}}$  — выходная мощность излучения лазера,  $J$  — ток накачки.

### 3. Анализ полученных результатов

В работе исследуется эффект насыщения ватт-амперной характеристики при больших токах накачки. При высоких уровнях возбуждения функция распределения носителей по энергии деформируется благодаря интенсивным процессам релаксации неравновесных носителей заряда. В результате в области энергии, соответствующей энергии оптического перехода, функция распределения имеет провал, что в итоге приводит к уменьшению коэффициента усиления [5], при этом с ростом тока накачки увеличивается концентрация неравновесных носителей. В результате время внутризонной релаксации  $T_1$  убывает, глубина и ширина провала функции распределения увеличивается. Следовательно, с ростом интенсивности излучения коэффициент усиления убывает, а пороговая концентрация растет. При этом зависимость мощности излучения от тока накачки становится нелинейной и стремится к насыщению.

На рис. 1 представлены зависимости пороговой концентрации носителей тока от квадрата электрического поля электромагнитной волны. Важно отметить, что пороговая концентрация существенно зависит от мощности лазерного излучения и от коэффициента потерь  $\alpha$ .

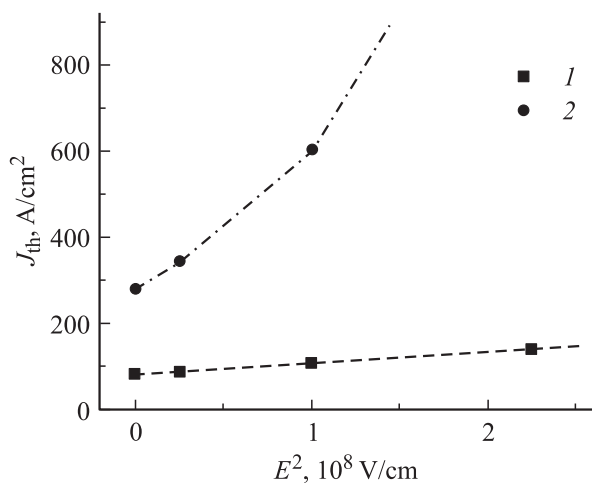


**Рис. 1.** Зависимости пороговой концентрации носителей тока  $n_{\text{th}}$  от квадрата электрического поля электромагнитной волны  $E^2$  при значении времени релаксации  $\tau = 5 \cdot 10^{-13}$  с; фактор оптического ограничения  $\Gamma_0 = 0.03$ ; коэффициенты потерь  $\alpha$ ,  $\text{см}^{-1}$ : 1 — 13, 2 — 34.

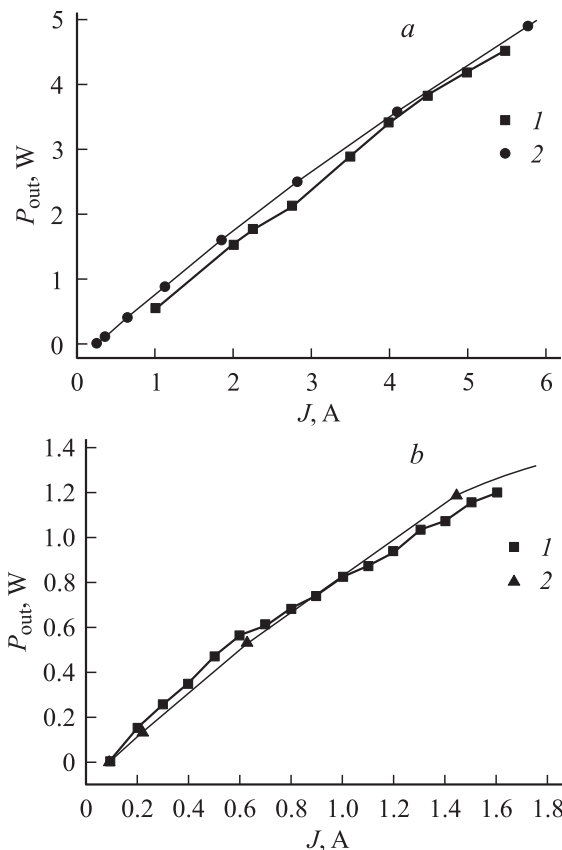
При увеличении  $\alpha$  зависимость пороговой концентрации от квадрата электрического поля электромагнитной волны становится более резкой (рис. 1, кривая 2). Чем больше потери, тем больше значение коэффициента усиления, при котором начинается генерация. Вместе с тем коэффициент усиления зависит от концентрации носителей нелинейно; для увеличения коэффициента усиления требуется значительное увеличение концентрации носителей. Поскольку с ростом электрического поля коэффициент усиления падает, для поддержания генерации необходимо увеличивать концентрацию носителей, и из-за упомянутой выше нелинейности, чем больше коэффициент усиления, тем быстрее надо увеличивать концентрацию носителей.

На рис. 2 представлены зависимости пороговой плотности тока от квадрата электрического поля при тех же значениях параметров структуры, что и на рис. 1. При малых значениях коэффициента потерь (т.е. при малых концентрациях носителей тока) основной вклад в пороговую плотность тока вносит излучательный ток. Поэтому зависимость пороговой плотности тока от квадрата электрического поля волны является слабой (рис. 2, кривая 1). С ростом коэффициента потерь  $\alpha$  растет пороговая концентрация и основной вклад в пороговую плотность тока вносит ток оже-рекомбинации (рис. 2, кривая 2). Важно отметить, что эффект насыщения будет сильнее проявляться в длинноволновых лазерах. Это связано с тем, что в длинноволновых лазерах ток оже-рекомбинации усиливается, и, следовательно, эффект насыщения усиления и насыщения ватт-амперной характеристики будет проявляться при меньших интенсивностях излучения.

На рис. 3 представлены экспериментальные и теоретические зависимости выходной мощности полупроводникового лазера  $P_{\text{out}}$  от тока накачки  $J$  для значений времени релаксации  $T_2 = 5 \cdot 10^{-13}$  с при двух значениях коэффициента потерь  $\alpha$ .



**Рис. 2.** Зависимости пороговой плотности тока  $J_{\text{th}}$  от квадрата электрического поля электромагнитной волны  $E^2$  при тех же значениях параметров, что и на рис. 1.



**Рис. 3.** Зависимости мощности излучения  $P_{\text{out}}$  от тока накачки  $J$  при значениях коэффициента потерь:  $a$  —  $\alpha = 13 \text{ cm}^{-1}$ ,  $b$  —  $\alpha = 34 \text{ cm}^{-1}$  при тех же значениях параметров, что и на рис. 1; кривые 1 — экспериментальные данные [3], 2 — теоретические результаты.

Теоретические результаты, представленные на рис. 3, сравниваются с экспериментальными данными из работы [3]. В эксперименте исследовались ватт-амперные характеристики лазеров с разной длиной резонатора. Получено, что в случае длинного резонатора (малые концентрации) ватт-амперная характеристика, в широком интервале токов накачки, является линейной (рис. 3,  $a$ , кривая 1). Линейная зависимость ватт-амперной характеристики для данного лазера означает, что при малых значениях пороговой концентрации эффект насыщения усиления проявляется слабо.

Для короткого лазера (большие значения  $\alpha_{\text{ext}}$  и большие концентрации носителей) ватт-амперная характеристика является нелинейной и стремится к насыщению (рис. 3,  $b$ , кривая 1). В этом случае пороговая концентрация выше, чем для длинного лазера, и эффект насыщения усиления существен.

#### 4. Заключение

В рамках формализма матрицы плотности в приближении времени релаксации вычислен коэффициент усиления как функция температуры, концентрации но-

сителей тока и интенсивности лазерного излучения. Из порогового условия найдены зависимости пороговой концентрации от интенсивности излучения. Показано, что при уменьшении времени внутризонной релаксации зависимость пороговой концентрации от интенсивности становится сильно нелинейной. Вычислена ватт-амперная характеристика при высоких уровнях возбуждения. Показано, что для лазера с коротким резонатором ватт-амперная характеристика является нелинейной. Для данного лазера пороговая концентрация больше, чем для лазера с длинным резонатором. Следовательно, процессы релаксации усилены и коэффициент усиления меньше, чем для лазера с длинным резонатором. С ростом тока накачки коэффициент усиления падает, что приводит к нелинейной зависимости мощности лазера от тока накачки, а следовательно, и к насыщению усиления. Полученная ватт-амперная характеристика полупроводникового лазера хорошо согласуется с экспериментом.

Авторы выражают благодарность В.П. Евтихию и Е.Ю. Котельникову за обсуждение результатов работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 02-02-17610, 04-02-16786, 04-07-90148), научной программы РАН и президиума РАН.

## Список литературы

- [1] T. Makino, J.D. Evans, G. Mak. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 2871 (1997); L.V. Asryan, N.A. Gun'ko, A.S. Polkovnikov, R.A. Suris, G.G. Zegrya, B.B. Elenkrig, S. Smetona, J.G. Simmons, P.-K. Lau, T. Makino. *Semicond. Sci. Technol.*, **14**, 1069 (1999).
- [2] J.G. Kim, L. Shterengas, R.U. Martinelli, G.L. Belenky, D.Z. Garbuzov, W.K. Chan. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 3146 (2002).
- [3] V.P. Evtikhiev, E.Yu. Kotelnikov, D.V. Dorofeyev, G.G. Zegrya. *Proc. 8<sup>th</sup> Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology* (St. Petersburg, Russia, June 19–23, 2000) p. 407.
- [4] О.Н. Кронин. *ФТТ*, **7**, 2612 (1966).
- [5] V.M. Galitckij, V.F. Elesin. *Resonans Coupling of Electromagnetic Fields and Semiconductors* (Moscow, 1986).
- [6] К. Блум. *Теория матрицы плотности и ее приложения* (М., Мир, 1983).
- [7] L.V. Asryan, N.A. Gun'ko, A.S. Polkovnikov, G.G. Zegrya, R.A. Suris, P.-K. Lau, T. Makino. *Semicond. Sci. Technol.*, **15**, 1131 (2000).
- [8] A.S. Polkovnikov, G.G. Zegrya. *Phys. Rev.*, **58**, 4039 (1998).

Редактор Т.А. Полянская

## Influence of gain saturation on output power of quantum well lasers

G.G. Zegrya, I.Yu. Solovyev

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** In this paper, power-current characteristics of a quantum well laser are calculated, the gain saturation effect being taken into account. It is shown that at high excitation levels the power-current characteristic becomes non-linear. The calculated power-current characteristics of a quantum-well laser are in good agreement with those observed experimentally.