

©1995 г.

ОСОБЕННОСТИ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОРОГОВОЙ ПЛОТНОСТИ ТОКА ДГС ЛАЗЕРОВ НА ОСНОВЕ GaInAsSb С ТОНКОЙ АКТИВНОЙ ОБЛАСТЬЮ

Г.Г.Зегря, Н.А.Гуныко, Е.В.Фролушкина, А.Н.Именков, Ю.П.Яковлев

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

(Получена 27 марта 1995 г. Принята к печати 15 мая 1995 г.)

Теоретически изучена температурная зависимость пороговой плотности тока ДГС лазеров на основе твердого раствора GaInAsSb с тонкой активной областью. Показано, что в ДГС структурах с тонкой активной областью вклад в пороговый ток дает также новый механизм оже-рекомбинации, который обусловлен взаимодействием носителей тока с гетерограницей. Также показано, что новый канал оже-рекомбинации является основным механизмом безызлучательной рекомбинации носителей при низких температурах. В работе проводится сравнение теоретических результатов зависимости пороговой плотности тока от температуры с экспериментальными данными.

Одной из характерных особенностей полупроводниковых лазеров вблизи порога генерации является достаточно сильная зависимость пороговой плотности тока I_{th} от температуры [1,2]. При этом, независимо от конкретной зонной структуры полупроводника, I_{th} является растущей функцией температуры. Такая особенность поведения пороговой плотности тока с ростом температуры объясняется наличием при высоких уровнях инжекции неравновесных носителей ряда механизмов излучательной и безызлучательной рекомбинации. Количественной характеристикой, определяющей пороговый ток, является скорость излучательной (или безызлучательной) рекомбинации.

В зависимости от зонной структуры полупроводника могут реализовываться как излучательный, так и безызлучательный процессы рекомбинации носителей. В гетеролазерах на основе GaAs, в широком диапазоне температур, основным каналом рекомбинации является излучательный процесс, а пороговая плотность тока изменяется с температурой по степенному закону [3]: $I_{th} \sim T^{3/2}$. В лазерных структурах на основе узкозонных полупроводников, таких как GaAs, InAs, InGaAsP, кроме излучательного канала рекомбинации, существенным является и механизм безызлучательной рекомбинации [4-6].

В работах [4-6] были подробно изучены два механизма безызлучательной рекомбинации носителей: а) оже-рекомбинация электрона из зоны проводимости и дырки из валентной зоны с возбуждением второй дырки в спин-орбитально отщепленную (SO) зону (CHNS-процесс); б) оже-рекомбинация электрона и дырки возбуждением второго электрона зоны проводимости (CHSC-процесс).

Эти два механизма оже-рекомбинации вместе с излучательным процессом определяют величину пороговой плотности тока I_{th} . В [4,5] был вычислен пороговый ток с учетом указанных процессов рекомбинации и проведено сравнение с экспериментом. Оказалось, что для структур с достаточно толстой активной областью имеется хорошее согласие теоретических результатов с экспериментальными данными. Для лазерных гетероструктур с тонкой активной областью ($d \leq 10^{-4}$ см) в широком интервале температур наблюдается количественное и качественное расхождение теории с экспериментом.

Цель настоящей работы — выявление причины такого расхождения. Основная причина расхождения теории с экспериментом состоит в пренебрежении в [4-6] влиянием гетерограницы на процессы безызлучательной рекомбинации. Гетерограница как источник сильной пространственной неоднородности снимает ограничения, накладываемые на межэлектронные процессы столкновения законами сохранения энергии-импульса, что приводит к появлению беспороговых каналов оже-рекомбинации [7].

В работе показано, что предложенный в [7] новый, беспороговый, механизм безызлучательной рекомбинации существенно влияет на величину пороговой плотности тока в структурах с тонкой активной областью. Беспороговый оже-процесс является главным безызлучательным процессом рекомбинации в лазерных гетероструктурах при низких температурах. Чтобы определить вклад беспорогового механизма оже-рекомбинации в пороговую плотность тока I_{th} , необходимо вычислить скорость такого процесса. При решении поставленной задачи мы воспользуемся моделью Кейна. Волновые функции квазичастиц мы будем искать в виде суперпозиции зонных состояний:

$$\psi = U(\mathbf{r})|S\rangle + V_x(\mathbf{r})|X\rangle + V_y(\mathbf{r})|Y\rangle + V_z(\mathbf{r})|Z\rangle,$$

где $U(\mathbf{r})$ и $\mathbf{V}(\mathbf{r}) = \{V_x(\mathbf{r}), V_y(\mathbf{r}), V_z(\mathbf{r})\}$ — плавные огибающие блоховских функций. Система уравнений для огибающих имеет вид [8]

$$(E - \Delta)U - \gamma \hat{\mathbf{k}}\mathbf{V} = 0,$$

$$\left(E + \Delta + \frac{\hbar^2 \hat{\mathbf{k}}^2}{2m_h} \right) \mathbf{V} - \gamma \hat{\mathbf{k}}U = 0, \quad (1)$$

где $\hat{\mathbf{k}} = -i\nabla$, γ — кейновский матричный элемент, $\Delta(x) = E_g/2$ — параметр структуры, зависящий от координаты x , E_g — ширина запрещенной зоны полупроводника. Мы в дальнейшем будем рассматривать гетероструктуру с вертикальным барьером

$$\Delta(x) = \begin{cases} \Delta_-, & x < 0, \\ \Delta_+, & x > 0. \end{cases}$$

Следовательно, высота гетеробарьера равна $V = \Delta_+ - \Delta_-$. Спектр энергий E разбивается, согласно (1), на ветви электронов E_l и легких дырок E_{hl} с дираковским законом дисперсии $E_{c,hl} \approx \pm \sqrt{\Delta^2 + \gamma^2 k^2}$ и на ветвь тяжелых дырок $E_h = \hbar^2 k^2 / 2m_h$. Волновые функции квазичастиц, участвующих в рекомбинации, подробно исследованы в [7]. Волновая функция электрона в узкозонной области имеет вид

$$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = A_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{q}\rho} \begin{pmatrix} e^{ik_x x} + e^{-ik_x x + 2i\delta} \\ \frac{\gamma k_x}{E + \Delta_-} [e^{ik_x x} - e^{-ik_x x + 2i\delta}] \\ \frac{\gamma q_y}{E + \Delta_-} [e^{ik_x x} + e^{-ik_x x + 2i\delta}] \\ \frac{\gamma q_z}{E + \Delta_-} [e^{ik_x x} + e^{-ik_x x + 2i\delta}] \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Для широкозонной области —

$$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = 2A_{\mathbf{k}} \cos \delta e^{i\delta} e^{i\mathbf{q}\rho - \kappa x} \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{i\gamma\kappa}{E + \Delta_+} \\ \frac{\gamma q_y}{E + \Delta_+} \\ \frac{\gamma q_z}{E + \Delta_+} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

В формулах (2) и (3) 2δ — сдвиг фазы, возникающий при отражении волны от гетерограницы, $\mathbf{k} = (k_x, \mathbf{q})$ — волновой вектор падающей частицы (причем $k_x > 0$), κ — показатель подбарьерного затухания волны, $A_{\mathbf{k}}$ — нормировочный множитель и

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \delta &= -\frac{\kappa}{k_x} \frac{E + \Delta_-}{E + \Delta_+}, & A_{\mathbf{k}}^2 &= \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\Delta_-}{E} \right), \\ k_x^2 &= \frac{1}{\gamma^2} (E^2 - \Delta_-^2 - \gamma^2 q^2), & \kappa^2 &= \frac{1}{\gamma^2} (\Delta_+^2 - \Delta_-^2 - \gamma^2 k_x^2). \end{aligned} \quad (4)$$

Нормировка соответствует единичной амплитуде падающей волны. Для возбуждения электрона волновые функции выписываются аналогично. Волновая функция тяжелой дырки в узкозонной области имеет вид

$$\begin{aligned} \psi_h^<(\mathbf{r}) &= B_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{q}_h \rho + i h_- x} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ -\frac{h_-}{q_z} \end{pmatrix} + R_{hh} e^{i\mathbf{q}_h \rho - i h_- x} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ \frac{h_-}{q_z} \end{pmatrix} + \\ &+ R_{lh} e^{i\mathbf{q}_l \rho + \kappa_l x} \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{-i\gamma\kappa_l}{E + \Delta_-} \\ \frac{\gamma q_y}{E + \Delta_-} \\ \frac{\gamma q_z}{E + \Delta_-} \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\psi_h^>(\mathbf{r}) = T_{hh} e^{i\mathbf{q}_h \rho - h_+ x} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ \frac{-ih_+}{q_z} \end{pmatrix} + T_{lh} e^{i\mathbf{q}_{hl} \rho - \kappa_l x} \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{i\gamma\kappa_l}{E+\Delta_+} \\ \frac{\gamma q_y}{E+\Delta_+} \\ \frac{\gamma q_x}{E+\Delta_+} \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Здесь волновой вектор тяжелой дырки равен $\mathbf{k}_h = (\mathbf{q}_h, h)$, h_- отвечает x -компоненте волнового вектора в узкозонной области, а h_+ — в широкозонной области, $h_+ = \sqrt{2m_h(\Delta_+ - \Delta_- - \varepsilon_h) + q^2}$, $\varepsilon_h \equiv (q_z^2 + h_-^2)/2m_{hh} = (q^2 - \kappa_l^2)/2m_{hl}$, R_{hh} и T_{hh} — коэффициенты отражения и прохождения тяжелых дырок по амплитуде, а коэффициенты R_{lh} и T_{lh} описывают трансформацию тяжелой дырки в легкую при отражении от гетерограницы и туннелировании сквозь нее [9]:

$$R_{hh} = \frac{ih_+ - h_-}{ih_+ + h_-} \frac{1}{D} \left[\left(\frac{E_h + \Delta_-}{k_x^l} + \frac{E_h + \Delta_+}{i\kappa_l^+} \right) (ih_+ h_- - q_z^2) - \frac{q_z^2}{i\kappa_l + k_x^l} (\Delta_+ - \Delta_-) (ih_+ + h_-) \right],$$

$$T_{hh} = 2 \left(\frac{E_h + \Delta_-}{k_{xl}} + \frac{E_h + \Delta_+}{i\kappa_l^+} \right) \frac{h_-}{ih_+ + h_-} \frac{q_z^2 + h_-^2}{D} \left(\frac{1 + h_+^2/q_z^2}{1 + h_-^2/q_z^2} \right)^{1/2},$$

$$R_{lh} = -\frac{2h_-(ih_+ - h_-)}{D} \frac{E_h + \Delta_+}{i\kappa_l^+} \left[\frac{1 + q^2/k_{xl}^2 + (E_h + \Delta_-)^2/\gamma^2 k_{xl}^2}{1 + h_-^2/q_z^2} \right]^{1/2},$$

$$T_{hl} = \frac{2E_h + \Delta_-}{k_{xl}} \frac{h_-(ih_+ - h_-)}{D} \left[\frac{1 + q^2/\kappa_{+l}^2 + (E_h + \Delta_+)^2/\kappa_{+l}^2}{1 + h_-^2/q_z^2} \right]^{1/2},$$

$$D = \left(\frac{E_h + \Delta_-}{k_{xl}} + \frac{E_h + \Delta_+}{i\kappa_{+l}} \right) (q^2 + ih_+ h_-) + \frac{q_z^2}{k_{xl} i\kappa_{+l}} (\Delta_+ - \Delta_-) (ih_+ - h_-),$$

$$k_{xl}^2 \neq q^2 = E_h - \Delta_-^2, \quad \kappa_{+l} = \Delta_+^2 - E_h^2 + q^2.$$

При малых значениях $q_z \ll (h_-, h_+)$ коэффициенты прохождения и отражения R_{hh} и T_{hh} можно представить в виде

$$R_{hh} = B_{\mathbf{k}} e^{2i\delta_h}, \quad T_{hh} = 2B_{\mathbf{k}} \cos \delta_h e^{i\delta_h},$$

где

$$\operatorname{tg} \delta_h = -\frac{h_+}{h_-}, \quad |B_{\mathbf{k}}|^2 = \frac{1}{1 + h_-^2/q_z^2}.$$

Скорость безызлучательной оже-рекомбинации вычисляется в рамках 1-го порядка теории возмущений по электрон-электронному взаимодействию:

$$G = \frac{2\pi}{\hbar} \int \cdots \int_{(k_{ix} > 0)} \langle |M(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_h, \mathbf{k}_f)|^2 \rangle f(\mathbf{k}_1) f(\mathbf{k}_2) f(\mathbf{k}_h) [1 - f(\mathbf{k}_f)] \times \\ \times \delta(E_1 + E_2 - E_h - E_f) \frac{d^3 k_1}{(2\pi)^3} \frac{d^3 k_2}{(2\pi)^3} \frac{d^3 k_h}{(2\pi)^3} \frac{d^3 k_f}{(2\pi)^3}, \quad (7)$$

где $f(\mathbf{k})$ — функция распределения неравновесных носителей по импульсам, E_1, E_2 — начальные, E_h, E_f — конечные энергетические состояния электронов, M — матричный элемент оже-перехода, вычисленный с учетом антисимметризации электронных волновых функций начального и конечного состояний. Квадрат модуля матричного элемента после усреднения по спиновым состояниям системы имеет вид

$$\langle |M(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_h, \mathbf{k}_f)|^2 \rangle = M_I^2 + M_{II}^2 - M_I M_{II}, \quad (8)$$

$$M_I = \int \psi_{\mathbf{k}_f}(\mathbf{r}) \psi_{\mathbf{k}_1}^*(\mathbf{r}) \frac{e^2}{\kappa_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \psi_{\mathbf{k}_h}(\mathbf{r}') \psi_{\mathbf{k}_2}^*(\mathbf{r}') d^3 r d^3 r',$$

$$M_{II} = \int \psi_{\mathbf{k}_h}(\mathbf{r}) \psi_{\mathbf{k}_1}^*(\mathbf{r}) \frac{e^2}{\kappa_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \psi_{\mathbf{k}_f}(\mathbf{r}') \psi_{\mathbf{k}_2}^*(\mathbf{r}') d^3 r d^3 r',$$

κ_0 — константа диэлектрической проницаемости среды. Без учета влияния гетерограницы матричный элемент оже-переходов подробно исследован в работах [4,5]. Поэтому ниже мы будем рассматривать только ту часть матричного элемента оже-перехода, которая отвечает взаимодействию электронов с гетерограницей. Разлагая потенциал кулоновского взаимодействия в интеграл Фурье, перепишем M_I в виде

$$M_I = \frac{4\pi e^2}{\kappa_0} \int \frac{d^3 Q}{(2\pi)^3} \frac{1}{Q^2} I_1(\mathbf{Q}) I_2(\mathbf{Q}), \quad (9)$$

где

$$I_1(\mathbf{Q}) = \int \psi_{\mathbf{k}_1}^*(\mathbf{r}) \psi_{\mathbf{v}_f}(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{Q}\mathbf{r}} d^3 r,$$

$$I_2(\mathbf{Q}) = \int \psi_{\mathbf{k}_2}^*(\mathbf{r}') \psi_{\mathbf{k}_h}(\mathbf{r}') e^{-i\mathbf{Q}\mathbf{r}'} d^3 r'. \quad (10)$$

При интегрировании по координате $\mathbf{r} = (\boldsymbol{\rho}, x)$ следует иметь в виду, что интегрирование по $\boldsymbol{\rho}$ дает δ -функцию, выражающую закон сохранения продольной компоненты квазиимпульса частиц. Интегрирование по x производится по области узкозонного полупроводника $(-\infty, 0)$ и области широкозонного полупроводника $(0, \infty)$. В узкозонной области интеграл по x следует вычислять следующим образом:

$$\int_{-\infty}^0 e^{i(\mathcal{K}_1 - \mathcal{K}_2)x} dx = P \frac{1}{i(\mathcal{K}_1 - \mathcal{K}_2)} + \pi \delta(\mathcal{K}_1 - \mathcal{K}_2), \quad (11)$$

где P обозначает главное значение сингулярной функции, $\mathcal{K}_1, \mathcal{K}_2$ — x -компоненты волновых векторов частиц. Второе слагаемое в (11) соответствует закону сохранения x -компоненты квазиимпульса. Согласно (3) и (6), результат интегрирования в $I_1(Q)$ и $I_2(Q)$ по x в пределах от нуля до бесконечности (по области широкозонного полупроводника) не содержит δ -функции по k_x и пропорционален κ^{-1} , то есть длине затухания волновой функции в подбарьерной области. Вычисляя таким образом $I_1(Q)$ и $I_2(Q)$ с учетом явного вида волновых функций электронов и дырок, находим их зависимость от переданного импульса Q . Далее, выполняя интегрирование по Q , согласно (9), для той части матричного элемента, которая соответствует взаимодействию электронов с гетерограницей, получаем

$$M_1 \simeq 4(2\pi)^3 \frac{e^2}{\kappa_0} \delta(\mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2 - \mathbf{q}_h - \mathbf{q}_f) I_{cc}(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_f) I_{ch}(\mathbf{k}_2, \mathbf{k}_h) \times \\ \times \frac{U(E_g^+ + E_g^-)}{\gamma^2(k_{fx}^-)^4} \frac{(k_{hx} - k_{2x})}{(k_{hx} - k_{2x})^2} \frac{k_{fx}^+}{k_{fx}^+ + i\kappa_1} d_+ \cos \delta_1 e^{i(\delta_h - \delta_1 - \delta_2)}. \quad (12)$$

Здесь интегралы перекрытия электронов и дырок равны

$$I_{cc}(\mathbf{k}_1^+, \mathbf{k}_f) = A_{\mathbf{k}_1}^* A_{\mathbf{k}_f} \left[1 + \frac{\gamma^2(\mathbf{k}_1^+)^* \mathbf{k}_f}{(E_1 + \Delta_-)(E_f + \Delta_-)} \right], \\ I_{ch}(\mathbf{k}_2, \mathbf{k}_h) = A_{\mathbf{k}_2}^* A_{\mathbf{k}_h} \left[1 + \frac{\gamma^2 \mathbf{k}_2 \mathbf{k}_h}{(E_2 + \Delta_-)(E_h + \Delta_-)} \right], \quad (13)$$

$d_+ = 2k_{fx}^- / [k_{fx}^- + k_{fx}^+(E_f + \Delta_- / E_f + \Delta_+)]$ — коэффициент прохождения по амплитуде для высоковозбужденного электрона, $\mathbf{k}_1^+ = (\mathbf{q}_1, i\kappa)$ — квазиимпульс электрона в подбарьерной области, $\mathbf{k}_{fx}^+ = (k_{fx}^+, \mathbf{q}_f)$, $\mathbf{k}_{fx}^- = (k_{fx}^-, \mathbf{q}_f)$ — волновые векторы оже-электрона в широкозонном и узкозонном материалах, соответственно. Подставляя в (7) квадрат модуля матричного элемента (12) и выполняя интегрирование по начальным и конечным состояниям частиц с учетом закона сохранения энергии, для удельной скорости оже-рекомбинации находим

$$g_{c,hl} \equiv \frac{G_{c,hl}}{\nu} \simeq (2\pi)^2 \sqrt{2} \frac{E_B}{\hbar} \frac{V}{E_g^-} \frac{T}{E_g^-} \frac{\lambda_{E_g}^7}{d} n_c^2 n_{hl}. \quad (14)$$

Здесь $\nu = s \cdot d$ (s — площадь гетероконтакта, d — толщина активной области, E_g^- — ширина запрещенной зоны узкозонного полупроводника, n_c, n_{hl} — концентрации электронов и легких дырок, соответственно, $E_B = m_c e^4 / (2\hbar^2 \kappa_0^2)$ — боровская энергия электрона, $\lambda_{E_g} = \hbar / (2m_c E_g^-)^{1/2}$ — характерная длина. В случае, когда электрон рекомбинирует с тяжелой дыркой, удельная скорость оже-рекомбинации электронов отличается от (14) только множителем m_c / m_{hh} :

$$g_{c,hl} \simeq (2\pi)^2 \sqrt{2} \frac{E_B}{\hbar} \frac{V}{E_g^-} \frac{T}{E_g^-} \frac{\lambda^7}{d} n_c^2 n_{hh} \frac{m_c}{m_{hh}} \equiv g_{c,hl} \left(\frac{m_{hh}}{m_c} \right)^{1/2}, \quad (15)$$

где n_{hh} — концентрация тяжелых дырок, m_{hh} — их эффективная масса.

При выводе (14) и (15) мы учли, что $T \ll V < E_g^-$. Как следует из (14), обратное время оже-рекомбинации $\frac{1}{\tau_A}$ пропорционально высоте гетеробарьера V :

$$\frac{1}{\tau_A} \equiv \frac{g_{c,hl}}{n_l} = (2\pi)^2 \sqrt{2} \frac{E_B}{\hbar} \frac{V}{E_g^-} \frac{T}{E_g^-} \frac{\lambda^7}{d} n_c n_{hl}. \quad (16)$$

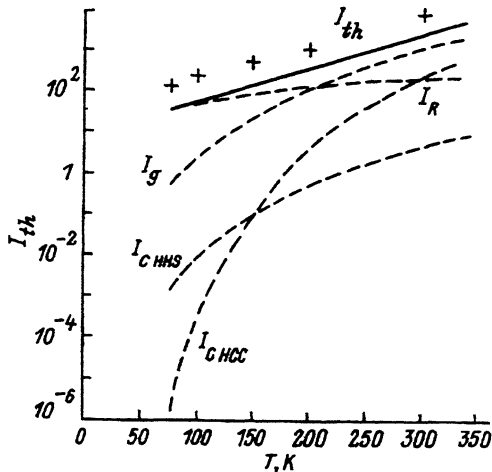
Следовательно, если высота барьера V стремится к нулю, то стремится к нулю и скорость оже-рекомбинации.

Смысл нового процесса оже-рекомбинации состоит в следующем.

Обычный (объемный) процесс оже-рекомбинации — это пороговый процесс, который подчиняется законам сохранения энергии и импульса. Это означает, что скорость такого процесса является экспоненциальной функцией температуры [7]. В присутствии гетерограницы ограничения, накладываемые на процессы оже-распада законом сохранения квазиимпульса, снимаются, если одна из квазичастиц (для определенности электрон) взаимодействует с гетерограницей. Действительно, волновая функция объемного движения квазичастиц вблизи гетерограницы и в области подбарьерного движения представляет собой волновой пакет с различными значениями квазиимпульса, среди которых имеются квазиимпульсы, соответствующие квазиимпульсу быстрого оже-электрона [7]. Поэтому для реализации оже-перехода достаточно сообщить частице энергию, равную энергии, выделившейся при аннигиляции электрон-дырочной пары. В отличие от обычного объемного оже-процесса здесь нет необходимости в передаче большого квазиимпульса при кулоновском взаимодействии частиц.

Важно, что передача энергии быстрому оже-электрону имеет резонансный характер, а скорость такого процесса не имеет обычной экспоненциальной температурной зависимости, обусловленной существованием кинематического порога реакции для свободных квазичастиц. Отсутствие порога для данного процесса — это следствие сильной пространственной неоднородности гетероструктуры. Следует отметить, что выброс быстрых оже-электронов происходит преимущественно в направлении оси, перпендикулярной гетерогранице, то есть оси максимальной пространственной неоднородности в системе.

Возвратимся теперь к выражению для удельной скорости беспорогового механизма оже-рекомбинации (15). Из (15) следует, что скорость такого процесса прямо пропорциональна высоте гетеробарьера V . Такой результат очевиден, поскольку указанный процесс оже-рекомбинации непосредственно связан со взаимодействием частиц с гетерограницей. Далее, важно заметить, что скорость G , в отличие от объемной скорости, зависит не от толщины активной области d , а только от площади гетероконтакта. Самый интересный вывод состоит в том, что удельная скорость g (см. (14)) зависит от температуры степенным образом. Если концентрации электронов и дырок постоянны, то g изменяется с температурой линейным образом. Однако вблизи порога генерации зависимость концентраций электронов и дырок от температуры степенная ($n_{th} \propto T^{3/2}$) [3]. Тогда удельная скорость оже-рекомбинации, а следовательно и плотность тока, пропорциональная g , зависят от температуры, как $g \propto T^{11/2}$. Далее, при анализе экспериментальных результатов, будет подробно исследована зависимость пороговой плотности тока от температуры и выяснена роль нового процесса оже-рекомбинации в формировании величины пороговой плотности тока гетеролазеров.



Зависимость пороговой плотности тока от температуры для лазерной структуры GaInAsSb, вычисленная по формуле (18); крестики отвечают экспериментальным значениям I_{th} .

В экспериментах по исследованию температурной зависимости пороговой плотности тока использовались ДГС лазеры на основе GaInAsSb с тонкой активной областью. Активный слой из $In_{0.1}Ga_{0.9}As_{0.01}Sb_{0.99}$, заключенный между слоями $n-p$ -GaAlAsSb, имел толщину порядка 0.3 мкм. Эмиттеры, в свою очередь, были ограничены слоями n - и p -GaSb толщиной около 5 мкм.

В такой структуре исследовалась температурная зависимость пороговой плотности тока I_{th} и интенсивности излучения Φ от тока I в интервале температур 77÷310 К. Из зависимости интенсивности излучения Φ от тока I определялся пороговый ток лазера. Кроме того, при каждой температуре определялась энергия фотона лазерного излучения. Зависимости излучения от тока (см. рисунок) при каждой температуре состояли из двух участков — пологого и крутого. На пологом участке излучение некогерентное, на крутом — когерентное. Пороговый ток мы определяли на изломе между пологим и крутым участками.

Пороговый ток является растущей функцией температуры. Однако наклон зависимости $\ln I_{th} = f(\ln T)$ для исследуемого нами лазера с тонкой активной областью отличается от наклона такой же зависимости для лазеров с толстой активной областью [4]. В ДГС лазерах с тонкой активной областью наклон зависимости $\ln I_{th} = f(\ln T)$ больше, чем для лазера с толстой активной областью. Очевидно, что различие в наклонах зависимости $\ln I_{th}$ от температуры для лазеров с тонкой и толстой активными областями связано с различной зависимостью пороговой плотности тока от температуры. Для лазеров с толстой активной областью ($d > 1$ мкм) пороговый ток, как показано в [4], определяется тремя механизмами рекомбинации носителей: излучательным и двумя механизмами оже-рекомбинации, СННС и СНСС.

У лазеров с тонкой активной областью к указанным трем механизмам рекомбинации неравновесных носителей добавляется четвертый механизм, который относится к процессу, рассмотренному выше (формула (15)). Как следует из (15), удельная скорость такого процесса и соответствующий ему пороговый ток обратно пропорциональны толщине активной области d . Поэтому, чем меньше d (чем тоньше

активная область), тем выше скорость такого оже-процесса, а следовательно, и пороговый ток, который зависит от температуры степенным образом, будет больше. Характерная толщина активной области, при которой скорость оже-рекомбинации g равна объемной скорости оже-рекомбинации, определяется выражением

$$g(d_{ch}) = G^{(\nu)}, \quad (17)$$

где $G^{(\nu)}$ — скорость объемных процессов оже-рекомбинации, которая была вычислена в [4]. Для пороговой плотности тока имеет место соотношение

$$I_{th} = ed(R_{ph} + G^{(\nu)} + g). \quad (18)$$

Здесь R_{ph} — скорость излучательной рекомбинации, e — заряд электрона.

На рисунке представлена зависимость пороговой плотности тока от температуры для лазерной структуры из GaInAsSb, вычисленная по формуле (18) (точки отвечают экспериментальным значениям). На этом же рисунке представлен парциальный вклад каждого из четырех механизмов рекомбинации в величину плотности тока. Из рисунка видно, что новый механизм оже-рекомбинации вносит существенный вклад в величину плотности тока, причем при низких температурах он на несколько порядков больше, чем вклад от объемных процессов оже-рекомбинации. При высоких температурах новый, беспороговый, механизм оже-рекомбинации конкурирует также и с излучательным механизмом, скорость которого зависит от температуры, как $T^{3/2}$ [3]. Для расчета были использованы следующие параметры активной области: $m_c = 0.04m_0$, $m_{ph} = 0.5m_0$, $m_{s0} = 0.04m_0$, $\Delta = 0.74$ эВ, $E_g = 0.62$ эВ, $\kappa = 14$, $\varepsilon_\infty = 13$.

Из произведенного нами анализа можно сделать вывод, что в ДГС лазерах с тонкой активной областью, наряду с пороговыми процессами оже-рекомбинации, существует и рассмотренный выше беспороговый процесс. Такой процесс безызлучательной рекомбинации всегда присутствует в гетероструктурах. Поскольку его скорость зависит от высоты гетеробарьера, то, меняя высоту барьера, можно влиять на величину скорости оже-рекомбинации. Можно подобрать параметры гетероструктуры таким образом, чтобы скорость такого процесса была минимальной. Оптимальную высоту гетеробарьера при заданной толщине активной области можно определить, используя соотношение (17).

Список литературы

- [1] S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*, (Wiley Interscience, N.Y., 1981).
- [2] H.C. Cassey, Jr., M.B. Panish. *Heterostructure Lasers. Part A: Fundamental Principles* (Academic Press, N.Y., 1978).
- [3] Б.Л. Гельмонт, Г.Г. Зегря. ФТП, **25**, 2019 (1991).
- [4] А.А. Андаспаева, А.Н. Баранов, В.Л. Гельмонт, Б.Е. Джуртанов, Г.Г. Зегря, А.Н. Шменков, Ю.П. Яковлев, С.Г. Ястребов. ФТП, **25**, 394 (1991).
- [5] М. Айдаралиев, Г.Г. Зегря, Н.В. Зотова, Б.А. Матвеев, С.А. Карандашев, Н.Н. Стусь, Г.Н. Талалакин. ФТП, **26**, 249 (1992).
- [6] G.P. Agrawal, N.K. Dutta. *Long-Wavelength Semiconductor Lasers*, (Van Nostrand Reinhold Company, N.Y., 1986).

- [7] Г.Г. Зегря, В.А. Харченко. ЖЭТФ, **101**, 327 (1992).
[8] Р.А. Сурис. ФТП, **20**, 2008 (1986).
[9] А.В. Сокольский, Р.А. Сурис. ФТП, **21**, 866 (1987).

Редактор В.В. Чалдышев

Special features of temperature dependence of threshold current density of DH lasers with a thin active region based on GaInAsSb

G.G. Zegrya, N.A. Gun'ko, E.V. Frolushkina, A.P. Imenkov, Yu.P. Yakovlev

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

Temperature dependence of threshold current density for DH lasers having a thin active region based on a GaInAsSb solid solution has been studied theoretically. It is shown that in DH structures with a thin active region a hitherto unknown mechanism of Auger recombination contributes to the threshold current due to carrier interaction with heterointerfaces. This new channel of Auger recombination is shown to be a predominant mechanism of nonradiative recombination at low temperatures. A comparison has been made between theoretical results and experimental data.
