

СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ОПТИЧЕСКИ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ФОНОСИТЕЛЕЙ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ ИНДУЦИРОВАННЫХ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДАХ

*М. С. Бреслер, А. Л. Меркулов, И. А. Меркулов,
В. М. Чистяков, И. Н. Ясиевич*

Изучены энергетическое распределение степени ориентации электронов в полупроводнике и спектральное распределение поляризации фотонов рекомбинационного излучения в условиях оптической ориентации фотоносителей при переходе от режима спонтанной люминесценции к режиму стимулированного излучения. Численное решение связанных нелинейных уравнений для распределения по энергии электронов с различным направлением спина и фотонов различной циркулярной поляризации показывает, что с ростом уровня возбуждения максвелловское распределение электронов и фотонов при не зависящей от энергии степени ориентации электронов и степени поляризации фотонов постепенно сменяется насыщением распределений электронов и фотонов в области энергий, где происходят стимулированные излучательные переходы. Насыщение электронного распределения определяется потерями фотонов в образце, насыщение спектрального распределения фотонов — процессами диффузии электронов по энергии; поляризация фотоносителей и фотонов в этой области энергий стремится к нулю. Показано, что экспериментальное изучение спектральных распределений электронов и фотонов дает информацию о скорости диффузии носителей тока по энергии и роли процессов неупругого рассеяния.

В работах [1-4] приведены результаты первых экспериментальных исследований оптической ориентации в полупроводниках при интенсивной накачке, когда основную роль в рекомбинации фотоносителей начинают играть вынужденные оптические переходы. Теоретический анализ показал, что наблюдаемое при переходе к лазерному режиму резкое увеличение поляризации рекомбинационной люминесценции должно сопровождаться резким падением ориентации носителей [2-4]. Этот эффект, связанный с «откачкой» спинов из электронной системы полупроводника индуцированными оптическими переходами, наблюдался непосредственно в экспериментах [5].

Во всех перечисленных исследованиях измерялись интегральные по линии поляризационные характеристики. Соответственно для описания эффекта использовалась простейшая модель, в которой не рассматривались спектральные распределения поляризаций фотоносителей и фотонов люминесценции.

В то же время анализ полученных результатов свидетельствует о возможности существенной перестройки энергетического распределения поляризации фотоносителей в условиях, когда оптические «накачка» и «откачка» происходят в различных спектральных полосах. (Обычно фотоносители рождаются с энергией, заметно превышающей тепловую, а основной вклад в люминесценцию дают носители с тепловой энергией). Действительно, в отсутствие индуцированных оптических переходов быстрая энергетическая релаксация выравнивает поляризации фотоносителей с разными энергиями, а в пределе установившейся лазерной генерации поля-

ризация фотоносителей на соответствующих уровнях должна обратиться в нуль [2-4], в то время как их поляризация в точке рождения (где индуцированные переходы отсутствуют) может оказаться значительной.

Целью настоящей работы является теоретическое изучение перестройки распределения поляризации фотоносителей, рождающихся при поглощении циркулярно-поляризованного света, при переходе от режима спонтанной люминесценции к режиму индуцированных оптических переходов.

В разделе 1 сформулирована теоретическая модель, численное решение соответствующих уравнений проведено в разделе 2. В заключении мы анализируем полученные результаты.

1. Теоретическая модель

Рассмотрим следующую физическую модель экспериментальной ситуации, описанной в [2-4]. Будем считать, что: 1) исследуемый материал сильно легирован, так что основные носители вырождены и их концентрация всегда велика по сравнению с концентрацией невырожденных фотоносителей; 2) в рекомбинации участвуют неполяризованные носители с полностью заполненными уровнями, расположенными глубоко под поверхностью Ферми. В таких условиях циркулярная поляризация люминесценции связана исключительно с ориентацией неосновных носителей заряда, возбужденных поляризованной накачкой. (В экспериментах [1-4] — это дырки со спином 1/2). Как показывают выполненные в [4] оценки, эти предположения соответствуют условиям эксперимента.

Будем исходить из того, что основным процессом, устанавливающим энергетическое распределение фотоносителей, является диффузия родившихся квазичастиц по энергии.¹ (Частные акты рассеяния на акустических фононах приводят в основном к изменению квазиимпульса носителей, а на их энергию влияют слабо).

Для описания рекомбинации неравновесных носителей в уравнениях для функций распределения носителей тока и фотонов рекомбинационного излучения учтем только излучательные процессы. Вероятность рекомбинации с испусканием фотона складывается из вероятности спонтанного оптического перехода и вероятности индуцированного перехода, прямо пропорциональной числу фотонов, уже накопленных в данной рекомбинационной моде.

Будем считать, что на каждой частоте имеются лишь две моды, распространяющиеся вдоль оси z и поляризованные соответственно по правому и левому кругу. Числа фотонов в этих модах будем обозначать η_1 и η_2 . (Узкая направленность генерационной люминесценции связана с геометрией активной области, длина которой вдоль оси z в экспериментах [4] совпадала с длиной образца, возбуждаемого двухфотонной накачкой, и значительно превосходила ширину активной области, определявшуюся диаметром накачивающего луча).

Введем функции распределения электронов с разным направлением спина f_1, f_2 .

Система уравнений для функций f_1, f_2, η_1, η_2 имеет вид

$$\partial f_1 / \partial t = \mathcal{L} f_1 - w_1 \eta_1 f_1 - w_2 \eta_2 f_1 - w_1 g_p f_1 - w_2 g_p f_1 - (f_1 - f_2) / 2\tau_s + Q_1, \quad (1)$$

$$\partial f_2 / \partial t = \mathcal{L} f_2 - w_1 \eta_2 f_2 - w_1 \eta_1 f_2 - w_1 g_p f_2 - w_2 g_p f_2 - (f_2 - f_1) / 2\tau_s + Q_2, \quad (2)$$

$$\partial \eta_1 / \partial t = -\eta_1 / \tau_p + w_1 g_e \sqrt{\varepsilon / T} f_1 \eta_1 + w_2 g_e \sqrt{\varepsilon / T} f_2 \eta_1 + \Omega w_1 g_e \sqrt{\varepsilon / T} \eta_{sp} f_1 + \Omega w_2 g_e \sqrt{\varepsilon / T} \eta_{sp} f_2, \quad (3)$$

$$\partial \eta_2 / \partial t = -\eta_2 / \tau_p + w_1 g_e \sqrt{\varepsilon / T} f_2 \eta_2 + w_2 g_e \sqrt{\varepsilon / T} f_1 \eta_2 + \Omega w_1 g_e \sqrt{\varepsilon / T} \eta_{sp} f_2 + \Omega w_2 g_e \sqrt{\varepsilon / T} \eta_{sp} f_1, \quad (4)$$

¹ Такое приближение нельзя считать строго обоснованным для исследованных кристаллов RbTe, имеющих anomalно большое значение диэлектрической проницаемости.

где \mathcal{L} — оператор межэлектронных столкновений

$$\mathcal{L}f = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\sqrt{\varepsilon}^{1/2} \left(T \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} + f \right) \right). \quad (5)$$

Энергии рекомбинирующих носителей ε и фотонов $\hbar\omega$ связаны очевидным соотношением $\hbar\omega = \varepsilon_g + (1 + m_1/m_2) \varepsilon$, где ε_g — ширина запрещенной зоны (для кристаллов РbТе $m_1 = m_2$ и составляет 0.13 от массы свободного электрона), T — температура в энергетических единицах.

Оператор межэлектронных столкновений описывает энергетическую диффузию фотоносителей за счет их рассеяния на основных носителях, частота этих столкновений

$$\nu = \sqrt{2} \pi n_0 e^4 \Lambda / (\kappa^2 \varepsilon_F^3 m_2^{1/2}),$$

где n_0 , ε_F — концентрация и энергия Ферми равновесных носителей; e — заряд электрона; κ — диэлектрическая проницаемость; Λ — кулоновский логарифм; m_1 , m_2 — эффективные массы неосновных и основных носителей.

В уравнениях (1)–(4) $w_i \eta_{ik}$ — вероятности индуцированных оптических переходов; $w_i g_p$ — вероятности спонтанных оптических переходов; $g_p = V_0 (1/2\pi^2) (\bar{n}^3/c^3) (\varepsilon_g^2/\hbar^2)$ — плотность состояний фотонов одной поляризации с частотой $\omega \approx \varepsilon_g/\hbar$; $\eta_{sp} = g_p \Delta(\hbar\omega)$, где $\Delta(\hbar\omega)$ — ширина спектральной линии; $g_s = V_0 (1/4\pi^2) (1 + m_1/m_2)^{-1} (2m/\hbar^2)^{3/2} T^{1/2}$ — плотность состояний электронов с одним направлением спина и энергией T ; Ω — параметр, характеризующий долю спонтанных рекомбинационных переходов, идущих на возбуждение рекомбинационных мод (в отсутствие безызлучательной рекомбинации $(w_1 + w_2) g_p = \tau_0^{-1}$, где τ_0 — спонтанное время жизни).

Вероятности переходов w_1 и w_2 используются в теории как феноменологические параметры, а их отношение полагалось равным $w_2/w_1 = 1/9$ (как это следует для РbТе из микроскопической теории [6]). В уравнения включены также феноменологические параметры: время спиновой релаксации носителей тока τ_s и время жизни фотона в образце τ_p (которое определяется в основном вылетом фотонов из образца).

В дальнейшем мы будем интересоваться только стационарными решениями системы уравнений (1)–(4), а источники накачки Q_1 , Q_2 выберем в виде δ -образных функций

$$Q_1 = G_1 \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp[-(\varepsilon - \varepsilon_0)^2/2\sigma^2], \quad Q_2 = G_2 \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp[-(\varepsilon - \varepsilon_0)^2/2\sigma^2],$$

где энергия возбуждения $\varepsilon_0 \gg T$, а ширина источников $\sigma \ll T$. При накачке светом, полностью поляризованным по правому кругу, имеем $G_1/G_2 = w_1/w_2$.

Дифференциальные уравнения для f_1 , f_2 следует дополнить граничными условиями

$$[T(df/d\varepsilon) + f]|_{\varepsilon=0, \varepsilon=\infty} = 0, \quad (6)$$

описывающими обращение в нуль потока частиц в энергетическом пространстве на дне зоны и в области энергий, лежащих много выше точки рождения фотоносителей.

В общем случае найти решения нелинейной системы дифференциальных уравнений (1)–(4) не удастся, и необходимо решать эту систему численными методами. Однако прежде чем перейти к ее решению, полезно рассмотреть случаи слабой и сильной накачки, когда можно пренебречь либо стимулированными, либо спонтанными излучательными переходами.

Для анализа этих предельных случаев удобно преобразовать систему (1)–(4), введя функции распределения полного числа электронов $f = f_1 + f_2$, полного числа фотонов $\eta = \eta_1 + \eta_2$, а также разностные функции

$s=f_1-f_2$ и $p=\eta_1-\eta_2$, характеризующие распределение плотности спина электронов и фотонов.

В новых обозначениях наша система приобретает вид

$$\mathcal{L}f - w\eta f - usp - f/\tau_0 + (G/\sqrt{2\pi}\sigma) \exp[-(\varepsilon - \varepsilon_0)^2/2\sigma^2] = 0, \quad (7)$$

$$\mathcal{L}s - w\eta s - upf - s(1/\tau_0 + 1/\tau_s) + (GS_0/\sqrt{2\pi}\sigma) \exp[-(\varepsilon - \varepsilon_0)^2/2\sigma^2] = 0, \quad (8)$$

$$-\eta/\tau_p + wg_e \sqrt{\varepsilon/T} f\eta + ug_e \sqrt{\varepsilon/T} sp + \Omega g_e \sqrt{\varepsilon/T} w\eta_s p f = 0, \quad (9)$$

$$-p/\tau_p + wg_e \sqrt{\varepsilon/T} fp + ug_e \sqrt{\varepsilon/T} sp + \Omega ug_e \sqrt{\varepsilon/T} \eta_s p s = 0, \quad (10)$$

где

$$w = (w_1 + w_2)/2, u = (w_1 - w_2)/2, G = G_1 + G_2, S_0 = (G_1 - G_2)/(G_1 + G_2) = u/w$$

В условиях слабой накачки, когда можно пренебречь процессами стимулированного испускания фотонов (т. е. членами типа $w\eta f$ и usp), решение системы (7)–(10) может быть найдено аналитически и функции распределения электронов и фотонов имеют сравнительно простой вид. Так как частота межэлектронных столкновений значительно превосходит обратное время жизни спонтанных переходов ($\nu\tau_0 \gg 1$),² то основная масса носителей максвеллизирована и отступления от больцмановской функции распределения в виде небольшого плато $\sim(\nu\tau_0)^{-1}$ имеется лишь в высокоэнергетической части распределения (см., например, [7]). При этом если время спиновой релаксации τ_s много меньше τ_0 , то носители и излучение люминесценции практически деполаризованы ($\rho_e = s/f \sim \tau_s \times (\tau_s + \tau_0)^{-1}$, $\rho_p = p/\eta \sim \rho_e$).

Действительно, если не учитывать высокоэнергетического плато, то

$$f \approx C_1 e^{-\varepsilon/T}, \quad s \approx C_2 e^{-\varepsilon/T},$$

где постоянные C_1 и C_2 определяются из уравнений баланса числа частиц и спина

$$C_1 \int e^{-\varepsilon/T} \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon \approx \frac{G\tau_0}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int \exp[-(\varepsilon - \varepsilon_0)^2/2\sigma^2] \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon,$$

$$C_2 \int e^{-\varepsilon/T} \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon \approx \frac{GS_0(1/\tau_0 + 1/\tau_s)^{-1}}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int \exp[-(\varepsilon - \varepsilon_0)^2/2\sigma^2] \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon,$$

откуда

$$\rho_e \approx S_0 (\tau_s/\tau_0) \equiv (u/w) (\tau_s/\tau_0).$$

Функции распределения плотности и спиновой плотности фотонов при слабом возбуждении

$$\eta = \Omega w g_e \sqrt{\varepsilon/T} \tau_p \eta_s p f, \quad p = \Omega u g_e \sqrt{\varepsilon/T} \tau_p \eta_s p s,$$

откуда

$$\rho_p = \frac{u}{w} S_0 \frac{\tau_s}{\tau_0} = \left(\frac{u}{w}\right)^2 \frac{\tau_s}{\tau_0}.$$

С увеличением интенсивности накачки вынужденные переходы начинают играть все большую роль, и в режиме генерации время жизни может сравниться как со спиновым временем релаксации, так и с временем энергетической релаксации носителей тока. Ясно, что в этих условиях должна сформироваться существенно неравновесная функция распределения носителей тока.

В условиях предельно сильного возбуждения, когда в уравнениях (7)–(10) можно пренебречь спонтанными членами, легко получить решение

$$f = (w\tau_p g_e \sqrt{\varepsilon/T})^{-1}, \quad \eta = \nu/w, \quad s = p = 0.$$

² Для использованных в [2–4] кристаллов РbТе с концентрацией собственных носителей (электронов) $n_0 = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\nu = 3.35 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $\nu = 100$. По данным [4], температура носителей в экспериментах была 30–40 К, а время жизни неравновесных носителей составляло 10^{-8} с . Отсюда действительно $\nu\tau_0 \gg 1$.

Смысл этого решения заключается в том, что в той области энергий, где можно сделать указанное приближение, функции распределения носителей тока с разным направлением спина f_1 и f_2 определяются только потерями рекомбинационного излучения в образце (в «резонаторе») и выравниваются, вследствие чего степень ориентации носителей падает до нуля; числа фотонов η_1 и η_2 также выравниваются и контролируются только скоростью диффузии носителей тока по энергии; степень поляризации люминесценции по этой причине также оказывается равной нулю. (Из дальнейшего будет видно, что эта предельная область накачек реализуется только при очень сильном возбуждении).

Чтобы исследовать процесс перестройки функции распределения электронов при переходе от режима спонтанной люминесценции к режиму лазерной генерации, было предпринято численное решение системы (1)–(4) для широкого диапазона интенсивностей накачки.

2. Численное решение

Для численных расчетов удобно вернуться к системе (1)–(4), также выразить η_1 и η_2 через f_1 и f_2

$$\eta_1 = \frac{\Omega \eta_{sp} \sqrt{\varepsilon/T} (w_1 f_1 + w_2 f_2)}{\Theta - \sqrt{\varepsilon/T} (w_1 f_1 + w_2 f_2)}, \quad \eta_2 = \frac{\Omega \eta_{sp} \sqrt{\varepsilon/T} (w_1 f_2 + w_2 f_1)}{\Theta - \sqrt{\varepsilon/T} (w_1 f_2 + w_2 f_1)}, \quad (11)$$

где $\Theta = (\tau_p g_e)^{-1}$. Введем также вместо f_1 и f_2 функции φ_1 и φ_2 согласно соотношениям $f_1 = e^{-\varepsilon/T} \varphi_1$, $f_2 = e^{-\varepsilon/T} \varphi_2$.

Для решения нелинейной стационарной системы уравнений (1)–(4) с граничными условиями (6) использовался метод Ньютона–Канторовича. Обозначим через $P_1(\varphi_1, \varphi_2)$ и $P_2(\varphi_1, \varphi_2)$ нелинейные части уравнений (1) и (2) соответственно

$$\begin{aligned} P_1(\varphi_1, \varphi_2) &= (w_1 \eta_1 + w_2 \eta_2) \sqrt{\varepsilon/T} e^{-\varepsilon/T} \varphi_1, \\ P_2(\varphi_1, \varphi_2) &= (w_2 \eta_1 + w_1 \eta_2) \sqrt{\varepsilon/T} e^{-\varepsilon/T} \varphi_2, \end{aligned} \quad (12)$$

где η_1, η_2 определяются выражениями (11).

Запишем уравнения для последовательных приближений метода Ньютона–Канторовича

$$\begin{aligned} T \nu \frac{d}{d\varepsilon} \left(\left(\frac{\varepsilon}{T} \right)^{3/2} e^{-\varepsilon/T} T \frac{d\varphi_1^{n+1}}{d\varepsilon} \right) - (w_1 + w_2) g_p \sqrt{\frac{\varepsilon}{T}} e^{-\varepsilon/T} \varphi_1^{n+1} - \\ - \frac{\partial P_1(\varphi_1^n, \varphi_2^n)}{\partial \varphi_1} (\varphi_1^{n+1} - \varphi_1^n) - \frac{\partial P_1(\varphi_1^n, \varphi_2^n)}{\partial \varphi_2} (\varphi_2^{n+1} - \varphi_2^n) - P_1(\varphi_1^n, \varphi_2^n) - \\ - \sqrt{\frac{\varepsilon}{T}} e^{-\varepsilon/T} \frac{\varphi_1^{n+1} - \varphi_1^{n+1}}{2\tau_s} + \sqrt{\frac{\varepsilon}{T}} G_1 \left(\frac{\varepsilon}{T} \right) = 0, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} T \nu \frac{d}{d\varepsilon} \left(\left(\frac{\varepsilon}{T} \right)^{3/2} e^{-\varepsilon/T} T \frac{d\varphi_2^{n+1}}{d\varepsilon} \right) - (w_1 + w_2) g_p \sqrt{\frac{\varepsilon}{T}} e^{-\varepsilon/T} \varphi_2^{n+1} - \\ - \frac{\partial P_2(\varphi_1^n, \varphi_2^n)}{\partial \varphi_1} (\varphi_1^{n+1} - \varphi_1^n) - \frac{\partial P_2(\varphi_1^n, \varphi_2^n)}{\partial \varphi_2} (\varphi_2^{n+1} - \varphi_2^n) - P_2(\varphi_1^n, \varphi_2^n) - \\ - \sqrt{\frac{\varepsilon}{T}} e^{-\varepsilon/T} \frac{\varphi_2^{n+1} - \varphi_2^{n+1}}{2\tau_s} + \sqrt{\frac{\varepsilon}{T}} G_2 \left(\frac{\varepsilon}{T} \right) = 0, \end{aligned} \quad (14)$$

$$G_i(\varepsilon/T) = (G_i / \sqrt{2\pi} \sigma) \exp[-(\varepsilon - \varepsilon_0)^2 / 2\sigma^2].$$

Полученная система является линейной, и для ее решения использовался метод конечных разностей на неравномерной сетке, нанесенной на отрезок $[0, \varepsilon_{\max}]$. Величина ε_{\max} выбирается исходя из асимптотики решений так, чтобы при ε_{\max} функции φ_1 и φ_2 практически обращались в нуль.

После дискретизации получаем (после преобразований) линейную систему вида

$$(A_1 B_2^{-1} A_2 - B_1) \varphi_2^{n+1} = A_1 B_2^{-1} d_2 - d_1, \quad \varphi_1^{n+1} = B_2^{-1} (d_2 - A_2 \varphi_2^{n+1}), \quad (15)$$

в которой векторы d_1 и d_2 зависят от φ_1^n и φ_2^n , а матрица $A_2 B_2^{-1} A_2 - B_1$ имеет пятидиагональную структуру. Итерации начинаются с некоторого начального приближения φ_1^0 и φ_2^0 , причем на каждом шаге проверяются условия баланса числа частиц и спина. Итерации заканчиваются при достижении заданной точности δ , т. е. если

$$\frac{\|\varphi_1^{n+1} - \varphi_1^n\|}{\|\varphi_1^{n+1}\|} + \frac{\|\varphi_2^{n+1} - \varphi_2^n\|}{\|\varphi_2^{n+1}\|} \leq \delta.$$

Отметим, что при реализации ньютоновских итераций существенное влияние на сходимость оказывает выбор начального приближения. Так, при небольших значениях накачки процесс быстро сходится из нулевого начального приближения $\varphi_1^0 = \varphi_2^0 = 0$, однако при увеличении накачки сходимость из нулевого приближения отсутствовала. Это явление очевидным

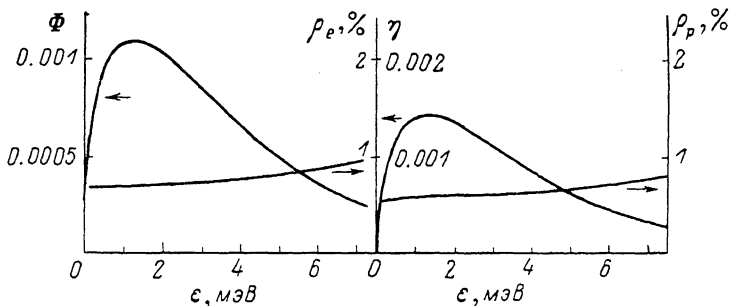


Рис. 1. Распределение электронов по энергии Φ , спектральное распределение фотонов рекомбинационного излучения η и зависимость от энергии степени ориентации электронов ρ_e и степени поляризации фотонов ρ_p для слабого уровня возбуждения $G_0 = -0.345 \cdot 10^{-2}$ отн. ед. $S_0 = 0.78$. Концентрация фотоносителей $n = 6.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. В связи с малой величиной ρ_e и ρ_p энергетические распределения Φ и η показаны лишь для носителей заряда и фотонов только с одним знаком спина и одним направлением поляризации.

образом связано с «резонансным» характером функций η_1 и η_2 — чисел фотонов поляризованной люминесценции (определенных соотношениями (14)). Малые ошибки при вычислении знаменателей η_1 и η_2 могут приводить к нефизическому результату — отрицательным значениям этих величин, поэтому при вычислениях накладывалось условие их положительности. При этом использовалась модификация метода — метод Ньютона с продолжением решения по параметру. В качестве параметра использовалась интенсивность генерации; при этом решение, полученное при меньшем значении интенсивности, использовалось в качестве начального приближения для решения с большей интенсивностью.

В расчетах были приняты численные значения параметров, близкие к условиям эксперимента в [4]: $\nu = 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $T = 2.5 \text{ мэВ}$ ($T \approx 30 \text{ К}$), $\tau_0 = 10^{-8} \text{ с}$, $\tau_s = 10^{-10} \text{ с}$, $\tau_p = 10^{-11} \text{ с}$, $\omega_1 = 3.6 \text{ мэВ} \cdot \text{с}^{-1}$, $\omega_2 = 0.4 \text{ мэВ} \cdot \text{с}^{-1}$, $g_e = 1.24 \cdot 10^{12} (\text{мэВ})^{-3/2}$, $g_p \approx 0.25 \cdot 10^8 (\text{мэВ})^{-1}$, $\Delta (\hbar \omega) \approx 1 \text{ мэВ}$, $V_0 \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3$, $\epsilon_0 = 8.4 \text{ мэВ}$, $\sigma = 0.5 \text{ мэВ}$.

3. Результаты и обсуждение

Результаты численных расчетов для разных уровней возбуждения приведены на рис. 1, 2. Вместо функций распределения электронов с заданным направлением спина $f_{1,2}$ на них представлены функции $\Phi_i = \sqrt{\epsilon/T} f_i$, т. е. средние числа электронов на единичный интервал энергии (с учетом плотности электронных состояний), спектральные плотности фотонов люминесценции с различной поляризацией η_1, η_2 , а также

спектральные распределения поляризации электронов ρ_e и фотонов ρ_p . (Для перевода относительных единиц накачки G_0 , указанных на рисунках, в абсолютные следует умножить G_0 на $1.84 \cdot 10^{24}$ см⁻²·см⁻¹).

В режиме спонтанной люминесценции (рис. 1) энергетическое распределение электронов является максвелловским (высокоэнергетическое

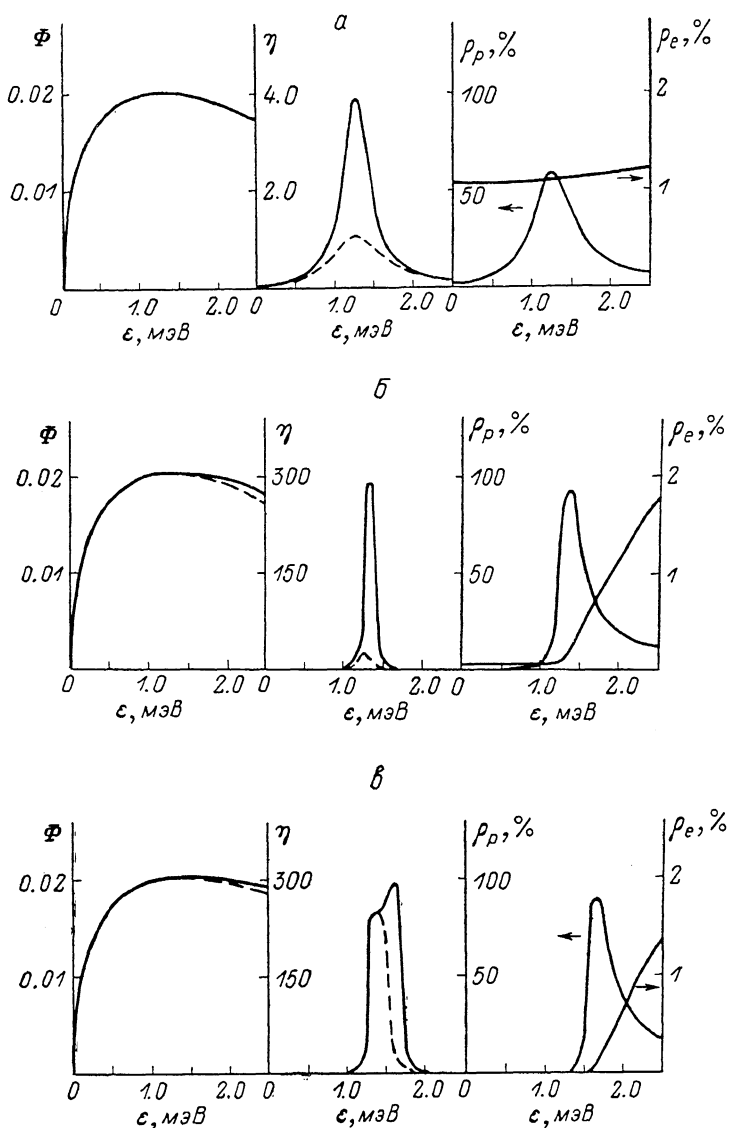


Рис. 2. Распределения электронов с разным знаком спина по энергии Φ_1 , Φ_2 , спектральные распределения фотонов с разной циркулярной поляризацией η_1 , η_2 и зависимости от энергии степени ориентации электронов ρ_e и степени поляризации фотонов ρ_p . G (отн. ед.), S_0 , n (см⁻³): а — 0.14, 0.755, $1.48 \cdot 10^{15}$; б — 1.4, 0.734, $1.57 \cdot 10^{15}$; в — 5.0, 0.80, $1.70 \cdot 10^{15}$.

плато и область источника на рисунке не показаны), спектральное распределение фотонов повторяет распределение электронов, степень поляризации электронов и фотонов невелика и почти не зависит от их энергии в полном соответствии с предельным случаем, проанализированным в разделе 2.

Рассмотрим подробнее качественные особенности спектральных распределений, обусловленные интенсивной рекомбинацией фотоносителей при индуцированных оптических переходах. Видно, что индуцированные

переходы действительно приводят к появлению плато на распределении числа фотоносителей и вызывают их деполяризацию (рис. 2, *a—e*) (поляризация фотоносителей монотонно убывает по мере уменьшения их энергии от точки рождения до максимума линии генерации и практически равна нулю для энергий, лежащих ниже области вынужденных оптических переходов). Поляризация люминесценции почти постоянна на участке от точки возбуждения до линии генерации, резко возрастает в области индуцированных переходов со стороны ее высокоэнергетического края (там, где генерационный режим имеется лишь для одной моды, а другая мода излучает в спонтанном режиме) и отсутствует для рекомбинационных фотонов, энергии которых лежат ниже области индуцированной люминесценции.

Последнее обстоятельство является принципиальным следствием предположения о диффузионном характере процесса установления энергетического распределения фотоносителей. Действительно, в рамках рассматриваемой модели, когда поляризация фотоносителей с заданной энергией определяется диффузионным потоком частиц из области более высоких энергий, отсутствие поляризации носителей при некоторой энергии ϵ_1 приводит к отсутствию поляризации у всех частиц с энергией $\epsilon < \epsilon_1$. (Область, где рекомбинация обусловлена интенсивными вынужденными переходами, становится барьером на диффузионном пути, ориентированных носителей). Поляризация люминесценции в области энергий $\epsilon < \epsilon_1$ может быть связана только с недиффузионным переносом ориентации из области высоких энергий, например, прямым неупругим рассеянием носителей с большой потерей энергии или путем спинового обмена с горячими носителями.

Таким образом, экспериментальное исследование энергетического распределения поляризации люминесценции полупроводников в установившемся лазерном режиме позволяет оценить роль процесса энергетической диффузии фотоносителей в формировании их энергетического распределения и относительную роль неупругих процессов с большой передачей энергии.

Авторы благодарны Б. П. Захарчене за интерес к проведенным исследованиям и О. Б. Гусеву за участие в постановке задачи и обсуждении результатов.

Список литературы

- [1] Данишевский А. М. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 10. С. 3150—3152.
- [2] Захарченя Б. П., Бреслер М. С., Гусев О. Б., Меркулов И. А. // ДАН СССР. 1987. Т. 297. № 3. С. 584—587.
- [3] Бреслер М. С., Гусев О. Б., Меркулов И. А. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 6 (12). С. 2065—2074.
- [4] Бреслер М. С., Гусев О. Б., Меркулов И. А. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 1. С. 177—183.
- [5] Джиоев Р. И., Кавокин К. В., Кусраев Ю. Г., Меркулов И. А. // ФТП. 1989. Т. 23. № 1. С. 104—109.
- [6] Ивченко Е. Л. // ФТТ. 1972. Т. 14. № 12. С. 3489—3497.
- [7] Комолов В. Л., Ясевич И. Н. // ФТП. 1974. Т. 8. № 6. С. 1125—1133.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
12 июля 1990 г.