

УДК 621.315.592

**ФОТОВОЗБУЖДЕНИЕ ПРЯМОЗОННОГО ПОЛУПРОВОДНИКА С РАЗНЫМИ ЭФФЕКТИВНЫМИ МАССАМИ ЭЛЕКТРОНА И ДЫРКИ**

Т. М. Ильинова, Т. А. Куземченко

(кафедра общей физики и волновых процессов)

В последние годы значительно возрос интерес к проблеме взаимодействия лазерного излучения с полупроводником. Ряд экспериментальных работ [1, 2] был посвящен изучению влияния релаксационных процессов на процесс фотовозбуждения в прямозонных полупроводниках GaAs, CdS, CdSe. Было замечено, что существенное влияние на внутризонную релаксацию оказывают электрон-электронные соударения; характерное время которых  $T_{ee}$  обратно пропорционально концентрации свободных электронов  $n$ . В работе [2] показано, что при больших интенсивностях оптической накачки быстрые электрон-электронные столкновения поддерживают равновесное распределение электронов в зоне проводимости с изменяющейся электронной температурой  $\Theta_e(t)$ .

Полупроводники типа  $A^{III}B^V$  имеют две валентные зоны:  $\epsilon_1(p)$  и  $\epsilon_2(p)$  с общей вершиной. Функции  $\epsilon_1(p)$  и  $\epsilon_2(p)$  описывают зоны легких и тяжелых дырок с эффективными массами  $m_e$  и  $m_H$  соответственно (для GaAs  $m_e/m_H=0,14$  [2]). Основной вклад в концентрацию свободных носителей при фотовозбуждении (для GaAs ~70%) дает зона тяжелых дырок  $\epsilon_2(p)$ . В наших расчетах учитывается только зона тяжелых дырок. В отличие от работы [3] здесь рассмотрен процесс фотовозбуждения полупроводника с разными эффективными массами электрона и дырки. Изучено влияние электрон-электронной релаксации на процесс фотовозбуждения невырожденного прямозонного полупроводника с собственной проводимостью.

**§ 1. Основные уравнения.** Рассмотрим процесс фотовозбуждения полупроводника импульсом накачки с энергией кванта  $\hbar\omega$ , большей ширины запрещенной зоны  $E_g$ . В приближении заданного поля некогерентное взаимодействие импульса накачки  $\mathcal{E}=E(t)\exp[-i(\omega t - kz)]$  с прямозонным полупроводником (рис. 1) описывается следующей системой уравнений [3]:

$$\partial f_1(\epsilon, t)/\partial t = S_e[f_1] - \alpha_1(\epsilon) I(t) \left[ f_1(\epsilon, t) - f_2\left(\epsilon \frac{m_e}{m_H}, t\right) \right], \quad (1)$$

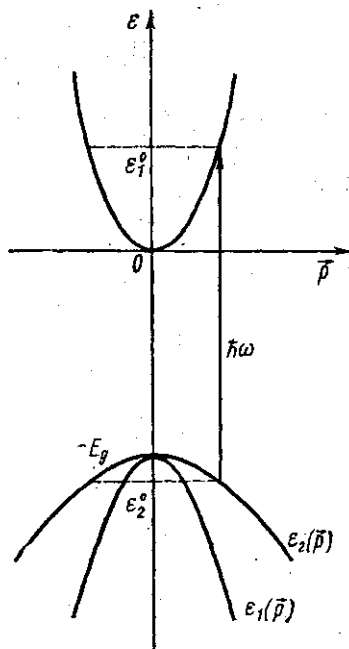


Рис. 1. Модель энергетических зон прямозонного полупроводника типа  $A^{III}B^V$  в центре зоны Бриллюэна:

$$\epsilon_1^0 = \frac{\hbar\omega - E_g}{1 + m_e/m_H};$$

$$\epsilon_2^0 = \frac{\hbar\omega - E_g}{1 + m_H/m_e}$$

$$\partial f_2 \left( \varepsilon \frac{m_e}{m_H}, t \right) / \partial t = S_H [f_2] + \alpha_2 \left( \varepsilon \frac{m_e}{m_H} \right) I(t) \left[ f_1(\varepsilon, t) - f_2 \left( \varepsilon \frac{m_e}{m_H}, t \right) \right], \quad (2)$$

где  $f_1(\varepsilon, t)$  и  $f_2 \left( \varepsilon \frac{m_e}{m_H}, t \right)$  — функции распределения электронов в зоне проводимости и в валентной зоне тяжелых дырок;  $S_e [f_1]$  — оператор, описывающий столкновения электронов с электронами, тяжелыми дырками и рассеяние на фононах решетки (с характерным временем  $T_e$ );  $S_H [f_2]$  — оператор, описывающий столкновения тяжелых дырок с электронами, тяжелыми дырками и рассеяние на фононах решетки (с характерным временем  $T_H$ );  $\varepsilon$  — энергия, отсчитываемая от дна зоны проводимости для электронов и от потолка валентной зоны для дырок;  $I(t) = \frac{c}{4\pi} E^2(t)$  — плотность потока мощности;  $\mu_{cv}$  — матричный элемент электродипольного перехода из валентной зоны тяжелых дырок в зону проводимости;  $T_2$  — время упругих соударений;  $T_2 \sim 10^{-14} \div 10^{-13}$  с для GaAs [4]. Здесь введены обозначения

$$\alpha_i(\varepsilon) = \frac{\alpha}{1 + A_i^2(\varepsilon - \varepsilon_i^0)^2}, \quad \alpha = \frac{4\pi}{c} \frac{|\mu_{cv}|^2 T_2}{3\hbar^2},$$

$$A_1 = \frac{T_2}{\hbar} \left( 1 + \frac{m_e}{m_H} \right), \quad A_2 = A_1 \frac{m_H}{m_e}.$$

Уравнения (1), (2) получены в следующих приближениях.

1. Не учитывается изменение энергетической структуры полупроводника в процессе фотовозбуждения, т. е.

$$\alpha T_2 I(t) < 1,$$

что накладывает ограничение на мощность импульса накачки

$$(I < 10^{12} \text{ Вт/см}^2, \text{ если } |\mu_{cv}|^2 \sim 7 \cdot 10^{-57} / T_2 \text{ Дж} \cdot \text{см}^3 \text{ [5]).}$$

2. Длительность импульса накачки удовлетворяет условию

$$T_2 < \tau_H < T_{\text{рек}}, \quad (3)$$

где  $T_{\text{рек}}$  — время излучательной межзонной рекомбинации; для GaAs  $T_{\text{рек}} \sim 10^8 / n$  (с) [1]. При электронных концентрациях  $n \sim 10^{12} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$  времена рекомбинации  $T_{\text{рек}} \sim 10^{-4} \div 10^{-8}$  с.

3. Не учтена валентная зона легких дырок.

4. Не рассмотрены долинные эффекты, что ограничивает максимальное значение кванта энергии импульса накачки:  $E_g < \hbar\omega < E_g + \Delta$ , где  $\Delta$  — энергетический интервал между первым локальным минимумом в зоне проводимости и ее дном, для GaAs  $\Delta = 0,34$  эВ.

Будем считать, что диффузионный поток частиц на границах зон (при  $\varepsilon = 0$  и  $\varepsilon = -E_g$ ) равен нулю, т. е. что на изменение концентрации свободных электронов при фотовозбуждении влияют только вынужденные переходы.

Считаем начальные распределения электронов в зоне проводимости и тяжелых дырок в валентной зоне для невырожденного полупроводника бальцмановскими.

В дальнейшем мы не конкретизируем явный вид операторов  $S_e [f_1]$  и  $S_H [f_2]$ , ограничившись рассмотрением трех предельных случаев внутризонной релаксации.

*A. Медленная электрон-электронная релаксация* реализуется, когда энергетическое расстояние точки  $\varepsilon_1^0$  от дна зоны проводимости меньше энергии кванта оптического фонона ( $\varepsilon_1^0 < \hbar\Omega_{LO}$ , для GaAs

$\hbar\Omega_{LO} = 3,7 \cdot 10^{-2}$  эВ), а длительность импульса  $\tau_H$  удовлетворяет следующему соотношению:

$$\tau_H < T_e, T_H, \quad (A)$$

где

$$T_e = \min \{T_{ee}, T_{eH}, T_{ef}, T_{LO}\}, \quad T_H = \min \{T_{He}, T_{HH}, T_{ef}, T_{LO}\}.$$

Для GaAs при концентрациях свободных носителей  $n \sim 10^{12}$  см<sup>-3</sup> время электрон-электронных столкновений  $T_{ee} \sim 1/n \sim 10^{-9}$  с [1] порядка времени рассеяния на акустическом деформационном потенциале  $T_{ef} \sim 10^{-8} \div 10^{-9}$  с. При  $\epsilon^0_1 < \hbar\Omega_{LO}$  излучение оптических полярных фононов с характерным временем  $T_{LO} \sim 10^{-12}$  с [1, 2] невозможно. Характерные времена рассеяния электронов на тяжелых дырках  $T_{eH}$ , тяжелых дырок на электронах  $T_{He}$  и на дырках  $T_{HH}$  примерно порядка  $T_{ee}$ :  $T_{eH} \sim T_{He} \sim T_{ee} \ll T_{eH}$ , откуда  $T_e, T_H \sim 10^{-9}$  с.

Таким образом, при низких концентрациях свободных электронов ( $n \sim 10^{12}$  см<sup>-3</sup>) в GaAs условиям (3), (A) удовлетворяют импульсы с длительностями  $\tau_H \sim 10^{-13} \div 10^{-10}$  с.

*В. Быстрая электрон-электронная релаксация* реализуется, если длительность импульса накачки удовлетворяет соотношению

$$\tau_H > T_e, T_H. \quad (B)$$

При высоких концентрациях свободных носителей  $n \sim 10^{16}$  см<sup>-3</sup> электрон-электронная релаксация — самый быстрый процесс ( $T_{ee} \sim 10^{-13}$  с для GaAs). Тогда в GaAs при таких концентрациях условиям (3), (B) удовлетворяют импульсы с длительностями  $\tau_H \sim 10^{-12} \div 10^{-9}$  с.

*С. Промежуточная внутризонная релаксация* реализуется, если длительность импульса накачки удовлетворяет соотношению

$$T_e < \tau_H < T_H. \quad (C)$$

Неравенство  $T_e < T_H$  выполнено, если  $\epsilon^0_2 < \hbar\Omega_{LO} < \epsilon^0_1$ . Это означает, что излучение полярных оптических фононов разрешено в зоне проводимости, но невозможно в валентной зоне. Тогда время внутризонной релаксации  $T_e$  в зоне проводимости будет определяться временами  $T_{ee}$  и  $T_{LO}$ , а в валентной зоне  $T_H$  — временами  $T_{HH}$  и  $T_{ef}$ . Для GaAs при концентрациях свободных электронов  $n \sim 10^{13}$  см<sup>-3</sup>  $T_{ee} \sim 10^{-10}$  с. Тогда  $T_e \sim T_{LO}$  и  $T_H \sim T_{HH} \gg T_{ee}$ . В этом случае условиям (3), (C) удовлетворяют импульсы с длительностями  $\tau_H \sim 10^{-11}$  с.

## § 2. Медленная электрон-электронная релаксация ( $\tau_H < T_e, T_H$ ).

Для случая медленной электрон-электронной релаксации (A) в процессе фотовозбуждения происходит нарушение начальных равновесных функций распределения для электронов и тяжелых дырок. Наиболее сильно оно проявляется вблизи энергетической точки  $\epsilon^0_1$  в зоне проводимости и точки  $\epsilon^0_2$  в валентной зоне и поддерживается в течение действия импульса накачки из-за больших времен внутризонной релаксации  $T_e$  и  $T_H$ .

Условие (A) означает, что в уравнениях (1), (2) можно пренебречь операторами  $S_e[f_1]$  и  $S_H[f_2]$ . Решая систему уравнений (1), (2), получим, что функции распределения электронов в процессе фотовозбуждения изменяются следующим образом (рис. 2, а):

$$f_1(\epsilon, t) = \frac{1}{2} \left\{ f_1^0(\epsilon) + f_2^0 \left( \epsilon - \frac{m_e}{m_H} \right) + \left[ f_1^0(\epsilon) - f_2^0 \left( \epsilon - \frac{m_e}{m_H} \right) \right] e^{-2\alpha_1(\epsilon)W(t)} \right\}, \quad (4)$$

$$f_2 \left( \epsilon - \frac{m_e}{m_H}, t \right) = \frac{1}{2} \left\{ f_1^0(\epsilon) + f_2^0 \left( \epsilon - \frac{m_e}{m_H} \right) + \right.$$

$$+ \left[ f_2^0 \left( \varepsilon \frac{m_e}{m_H} \right) - f_1^0(\varepsilon) \right] e^{-2\alpha_2 \left( \varepsilon \frac{m_e}{m_H} \right) W(t)} \Big\}.$$

где  $W(t) = \int_0^t I(t') dt'$  — текущая плотность потока энергии импульсной накачки;  $f_1^0(\varepsilon)$  и  $f_2^0(\varepsilon m_e/m_H)$  — начальные функции распределения электронов в зоне проводимости и валентной зоне. Ширина обла-

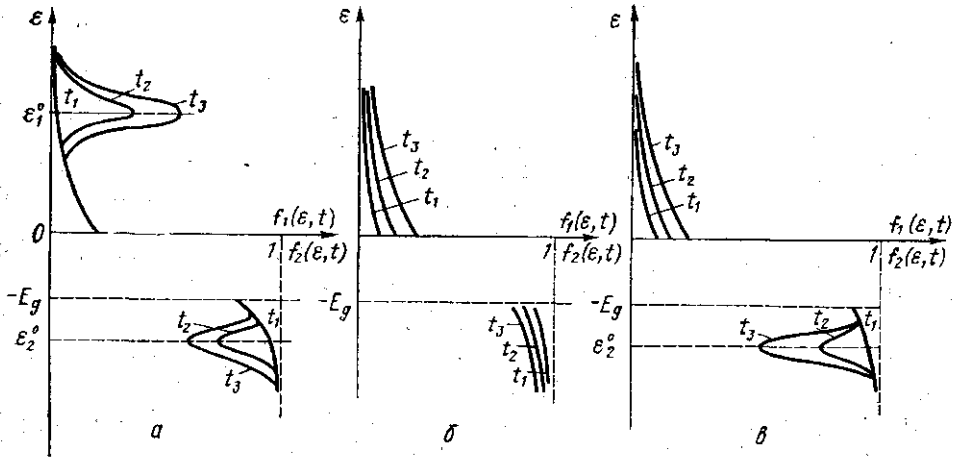


Рис. 2. Зависимость функций распределения  $f_1(\varepsilon, t)$  и  $f_2(\varepsilon, t)$  в разные моменты времени после фотовозбуждения ( $t_1 < t_2 < t_3$ ) в случае медленной (а), быстрой (б) и промежуточной (в) внутрizonной релаксаций

стей возбуждения в зоне проводимости и зоне тяжелых дырок соответственно равна

$$\Delta\varepsilon_1 = \pi / (2A_1), \quad \Delta\varepsilon_2 = \pi / (2A_2).$$

Используя полученные выражения (4), найдем, что зависимость концентрации свободных электронов  $n(t)$ , их средней энергии  $\langle \varepsilon_1(t) \rangle$  и средней энергии дырок  $\langle \varepsilon_2(t) \rangle$  от текущей энергии импульса накачки  $W(t)$  имеет вид

$$n(t) = n_0 + \Delta n (1 - e^{-2\alpha W(t)}), \quad (5)$$

$$\langle \varepsilon_1(t) \rangle = \frac{1}{n(t)} \{ n_0 \Theta_{e0} + \varepsilon_1^0 \Delta n (1 - e^{-2\alpha W(t)}) \}, \quad (6)$$

$$\langle \varepsilon_2(t) \rangle = \langle \varepsilon_1(t) \rangle, \quad (7)$$

где  $\Delta n = g_c / \varepsilon_1^0 \Delta\varepsilon_1$ ;  $\Theta_{e0} = \Theta_{H0}$  — начальные электронная и дырочная температуры.

Выражения (5)–(7) получены в приближении больших значений параметра  $A_i = \Theta_c \Delta\varepsilon_i$ , когда справедливо представление

$$\lim_{A \rightarrow \infty} \frac{A_i}{1 + A_i^2 (x - x_0)^2} = \pi \delta(x - x_0). \quad (8)$$

Исследуемый полупроводник является собственным, т. е. концентрация дырок в валентной зоне  $p(t)$  равна концентрации свободных электронов  $n(t)$ .

На рис. 3 приведена зависимость  $n(t) - n_0$  и  $\langle \varepsilon_1(t) \rangle$  от текущей энергии импульса накачки  $W(t)$ . При достаточно больших энергиях

накачки ( $1 < 2\alpha W(t) < 2\tau_H/T_2$ ) приращение концентрации свободных электронов  $n(t) - n_0$  и их средняя энергия стремятся к величинам

$$\Delta n_{\max} = \Delta n, \quad \langle \varepsilon_1^{\max} \rangle = \frac{3}{2} \Theta_{e0} + \varepsilon_1^0 \frac{\Delta n}{n_0}. \quad (9)$$

Для реального полупроводника  $\Delta n < n_0 \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$  [1].

§ 3. Быстрая электрон-электронная релаксация ( $\tau_H > T_e, T_H$ ). Условие быстрой электрон-электронной релаксации (В) означает, что в процессе фотовозбуждения в каждый момент устанавливается больцмановское распределение электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне (см. рис. 2, б):

$$f_1(\varepsilon, t) = \frac{n(t)}{N_c(\Theta_e)} e^{-\varepsilon/\Theta_e}, \quad f_2\left(\varepsilon \frac{m_e}{m_H}, t\right) = 1 - \frac{n(t)}{N_v(\Theta_e)} e^{-\varepsilon m_e/\Theta_e m_H}, \quad (10)$$

где  $\Theta_e \equiv \Theta_e(t) = \Theta_H(t)$  — изменяющиеся во времени электронная и дырочная температуры;  $N_c(\Theta_e)$ ,  $N_v(\Theta_e)$  — эффективные плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне.

В отличие от случая медленной электрон-электронной релаксации здесь уже нельзя пренебречь операторами  $S_e[f_1]$  и  $S_H[f_2]$  в уравнениях (1), (2).

Быстрые электрон-электронные соударения поддерживают равновесное распределение свободных носителей в зоне проводимости и в валентной зоне. Однако эти соударения не влияют на изменение концентрации электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне.

Заметив, что распределение Больцмана обращает в нуль операторы  $S_e[f_1]$  и  $S_H[f_2]$ , из (1) — (2) с учетом (8) получим

$$dn/dt = 2\alpha I(t) \Delta n [f_2(\varepsilon_2^0, t) - f_1(\varepsilon_1^0, t)], \quad (11)$$

$$d\Theta_e/dt = 2\alpha I(t) \frac{\Delta n}{n(t)} \left[ \frac{2}{3} \varepsilon_1^0 - \Theta_e \right] [f_2(\varepsilon_2^0, t) - f_1(\varepsilon_1^0, t)], \quad (12)$$

где

$$\Theta_e(t) = \frac{2}{3} \langle \varepsilon_1(t) \rangle = \Theta_H(t). \quad (13)$$

При быстрой электрон-электронной релаксации для невырожденного полупроводника в любой момент времени  $n(t) \ll N_c(\Theta_e)$ ,  $N_v(\Theta_H)$  и справедливо соотношение

$$f_2(\varepsilon_2^0, t) - f_1(\varepsilon_1^0, t) \approx 1. \quad (14)$$

Решая уравнения (11) — (13) в приближении (14), получим

$$n(t) = n_0 + 2\Delta n \alpha W(t),$$

$$\langle \varepsilon_1(t) \rangle = \frac{3}{2} \Theta_e(t) = \varepsilon_1^0 + \frac{n_0 \left( \frac{3}{2} \Theta_{e0} - \varepsilon_1^0 \right)}{n_0 + 2\Delta n W(t)}. \quad (15)$$

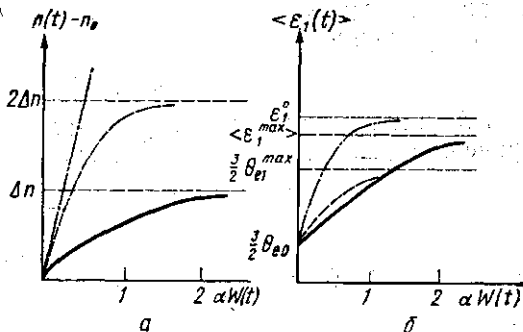


Рис. 3. Изменение концентрации (а) и средней энергии (б) свободных электронов в процессе фотовозбуждения в случае медленной (сплошная линия), быстрой (штрих-пунктир) и промежуточной (пунктир) внутризонной релаксаций

В отличие от случая медленной электрон-электронной релаксации (§ 2) концентрация свободных электронов  $n(t)$  не насыщается в невырожденном полупроводнике (см. рис. 3, а). В то же время средняя энергия электронов  $\langle \epsilon_1(t) \rangle$  стремится к  $\epsilon_1^0$  при достаточно больших энергиях накачки  $W(t)$  ( $n_0/\Delta n < 2\alpha W(t) < 2\tau_H/T_2$ ) (см. рис. 3, б).

§ 4. Промежуточная внутризонная релаксация. В случае промежуточной внутризонной релаксации (С) в зоне проводимости в каждый момент времени  $t$  устанавливается больцмановское распределение (10) электронов  $f_1(\epsilon, t)$  с температурой  $\Theta_e(t)$ . В валентной зоне происходит нарушение равновесной функции распределения  $f_2(\epsilon, t)$  вблизи энергетической точки  $\epsilon_2^0$  (см. рис. 2, в) и поддерживается в течение действия импульса накачки. Тогда в уравнении (2) можно пренебречь оператором  $S_H[f_2]$ .

Поведение исследуемого полупроводника в случае промежуточной внутризонной релаксации (С) описывается системой уравнений (11), (12) и уравнением

$$\partial f_2(\epsilon, t)/\partial t = -\alpha_2(\epsilon)I(t) [f_2(\epsilon_2^0, t) - f_1(\epsilon_1^0, t)].$$

Для невырожденного полупроводника в любой момент времени  $t$  справедливо соотношение  $f_1(\epsilon_1^0, t) \ll f_2(\epsilon_2^0, t)$ . Окончательно получим

$$n(t) = n_0 + 2\Delta n f_2^0(\epsilon_2^0) [1 - e^{-\alpha W(t)}], \quad (16)$$

$$\Theta_e(t) = \frac{2}{3} \epsilon_1^0 + \frac{n_0 \left( \Theta_{e0} - \frac{2}{3} \epsilon_1^0 \right)}{n_0 + 2\Delta n f_2^0(\epsilon_2^0) [1 - e^{-\alpha W(t)}]}.$$

При достаточно больших энергиях накачки ( $1 < \alpha W(t) < \tau_H/T_2$ ) средняя энергия электронов стремится к величине

$$\frac{3}{2} \Theta_{e1}^{\max} = \epsilon_1^0 + \frac{n_0 \left( \frac{3}{2} \Theta_{e0} - \epsilon_1^0 \right)}{n_0 + 2\Delta n f_2^0(\epsilon_2^0)},$$

а приращение концентрации свободных электронов ограничено величиной  $2\Delta n$  (см. рис. 3).

**Закключение.** В данной работе рассмотрена модель собственного невырожденного прямозонного полупроводника с одной валентной зоной тяжелых дырок при различных режимах фотовозбуждения (А)—(С). Показано, что в случае медленной электрон-электронной релаксации концентрация свободных носителей (5) увеличивается меньше, чем при других режимах фотовозбуждения (15), (16) (см. рис. 3, а). Это связано с тем, что при медленной внутризонной релаксации разность населенностей между уровнями  $\epsilon_1^0$  и  $\epsilon_2^0$  растет значительно быстрее (4) и фотовозбуждение электронов в каждый последующий момент времени затрудняется. Средняя энергия свободных электронов стремится к величине  $\langle \epsilon_1^{\max} \rangle$  (9), близкой к величине  $\epsilon_1^0$ . Этот результат является физически оправданным, так как большая часть возбужденных электронов находится в пределах однородной ширины  $\Delta \epsilon_1$  возбуждаемого уровня с энергией  $\epsilon_1^0$ .

В случае быстрой электрон-электронной релаксации концентрация свободных электронов линейно возрастает (15). Столь быстрый рост объясняется тем, что фотовозбужденные электроны за очень короткое время  $T_{ee} \sim T_e \ll \tau_H$  перераспределяются по зоне, и разность населенностей между уровнями  $\epsilon_1^0$  и  $\epsilon_2^0$  при выполнении условия (В) изменяется мало. Рост электронной температуры хотя и ограничен, однако

происходит быстрее, чем в случае медленной электрон-электронной релаксации (см. рис. 3, б).

В случае промежуточной внутризонной релаксации рост концентрации свободных электронов ограничен, но происходит быстрее, чем в случае медленной электрон-электронной релаксации.

Таким образом, проведенное исследование позволило определить концентрации и средние энергии электронов и дырок в фотовозбужденном полупроводнике для трех предельных случаев внутризонной релаксации.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ulbrich R. Solid State Electronics, 1978, 21, p. 51. [2] Leheny R. F., Shah J. Solid State Comm., 1979, 31, p. 809. [3] Дубенская М. Г., Ильинова Т. М., Фортыхин А. А. Квант. электроника, 1984, 11, № 6, с. 10. [4] Vogges T. F., Smirl A. L., Whesrett B. S. Opt. Comm., 1982, 43, N 2, p. 128. [5] Богданкевич О. В., Дарзбек С. А., Елисеев П. Г. Полупроводниковые лазеры. М.: Наука, 1976.

Поступила в редакцию  
08.06.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 4

УДК 621.385.831.087.004.15

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ КАНАЛОВЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ МЕТОДОМ АНАЛИЗА АМПЛИТУДНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НА ВЫХОДЕ НЕНАСЫЩЕННОГО КАНАЛА

Б. В. Марьин, Л. С. Новиков

(НИИЯФ)

Число электронов или заряд на выходе каналового умножителя (КЭУ), работающего в ненасыщенном режиме, т. е. в отсутствие ограничения амплитуды импульса полем пространственного заряда в канале, является величиной, функция вероятности которой зависит от ряда факторов: напряжения питания КЭУ, энергии регистрируемых частиц и их вида, среднего значения коэффициента вторичной электронной эмиссии в канале и т. д.

Для описания функции вероятности появления  $M$  электронов на выходе КЭУ, работающего в ненасыщенном режиме, часто используется выражение вида [1, 2]

$$P(M) = \alpha e^{-\alpha M}, \quad (1)$$

где  $1/\alpha$  — среднее число (математическое ожидание) электронов на выходе канала.

Однако это выражение во многих случаях недостаточно точно описывает наблюдаемые экспериментальные распределения выходного заряда, особенно при регистрации тяжелых частиц, выбивающих на входе КЭУ большое число электронов. Кроме того, соотношение (1) никак не учитывает экспериментально наблюдаемой зависимости [3, 4] среднего усиления от вида и энергии регистрируемых частиц. В качестве примера на рис. 1 показана зависимость среднего

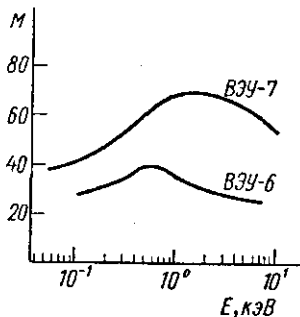


Рис. 1. Зависимости среднего усиления детекторов ВЭУ-6 и ВЭУ-7 от энергии первичных электронов