

ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАЗМЫ ГОРЯЧИХ ФОТОНОСИТЕЛЕЙ И ВНУТРЕННЕЙ КВАНТОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ФОТОДИОДА МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

© А.А. Чубаров, В.Ф. Мымрин, Б.И. Резников

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Получена 2 февраля 1995 г. Принята к печати 5 февраля 1995 г.)

В полупроводниковом диоде (Al-n-GaAs , $N_d \approx 10^{15} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$) определены кинетические характеристики горячих фотоэлектронов при $h\nu \leq 6 \text{ эВ}$. Показано, что при $h\nu = (2 \div 3) \text{ эВ}$ скорость эмиссии в металл $V_n(h\nu)$ увеличивается примерно на порядок. Рассчитана зависимость внутренней квантовой эффективности $Q(h\nu)$. Установлено, что учет реальной зависимости $V_n(h\nu)$ и увеличения температуры электронов с ростом энергии кванта позволяет согласовать результаты расчета $Q(h\nu)$ методом Монте-Карло и в диффузионно-дрейфовом приближении.

Введение

Создание быстродействующих современных оптоэлектронных приборов привлекает повышенный интерес к изучению процессов переноса заряда в структурах типа металл-полупроводник. В частности, такие структуры используются для создания высокочастотных фотодиодов [1]. Для работы фотодиода на высоких частотах необходимо обеспечить малые времена пролета носителей, поэтому обедненная область должна быть максимально тонкой и составлять доли микрона. В этих условиях обычно применяющееся равновесное описание процессов переноса в рамках модели сплошной среды не работает и требуется уточненный подход в рамках кинетических моделей.

Прямое решение уравнения Больцмана наталкивается на непреодолимые пока вычислительные трудности. Поэтому строгое решение кинетических уравнений заменяется использованием статистических моделей. Многочастичный метод Монте-Карло дает исчерпывающую информацию о механизмах переноса носителей заряда и является в данном случае наиболее точным из возможных способов описания [2].

Большинство работ, в которых использован метод Монте-Карло, относилось к исследованию процессов в быстродействующих транзисторах и получению их характеристик [3]. Для исследования эмиссионных свойств плазмы в фотодиодных приборах методы статистического моделирования применялись значительно реже [4,5].

Цель настоящей работы — исследование ансамблевым методом Монте-Карло транспортных свойств электронно-дырочной плазмы, влияния механизмов рассеяния носителей на процессы в области контакта металл-полупроводник, определение скорости эмиссии носителей заряда в металл, расчет внутренней квантовой эффективности и сравнение этих результатов с данными, полученными в рамках диффузионно-дрейфового подхода.

1. Физическая модель и вычислительный метод

1.1. Перенос в фотодиодной структуре с субмикронным обедненным слоем следует рассматривать в рамках кинетического подхода. Последний сводится к решению системы, состоящей из уравнений Больцмана для каждого типа носителей заряда и уравнения Пуассона для самосогласованного электрического поля:

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \mathbf{V} \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{r}} - e\mathbf{E} \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{p}} = St_i, \quad \mathbf{V} = \frac{\partial \mathcal{E}_i}{\partial \mathbf{p}}, \quad \mathbf{E} = -\nabla\varphi, \quad (1)$$

$$\nabla\varphi = -\frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0} \quad (2)$$

где ρ — объемная плотность свободных зарядов

$$\rho = e\left(N_d - \int f_i d\mathbf{p}\right), \quad (3)$$

$f_i(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)$ — функция распределения свободных носителей, St_i — интеграл столкновений, учитывающий всевозможные механизмы рассеяния, i — индекс, обозначающий тип носителей, т.е. ту энергетическую долину зоны проводимости GaAs (Γ , L или X), к которой принадлежат данные носители, ϵ — диэлектрическая проницаемость GaAs, которую можно считать статической $\epsilon = \epsilon_s$, ϵ_0 — диэлектрическая постоянная, \mathcal{E}_i — энергия носителя из i -ой долины, N_d — концентрация доноров.

Задача должна быть замкнута заданной зависимостью $\mathbf{p}(\mathcal{E})$. В частности, для закона дисперсии используется следующая аппроксимация:

$$\frac{\mathbf{p}^2}{2m_i} = \mathcal{E}_i(1 + \alpha_i\mathcal{E}_i), \quad (4)$$

где m_i — эффективная масса носителя на дне i -й долины, α_i — параметр непараболичности, $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$, \mathbf{k} — волновой вектор. Плазма считается идеальной и невырожденной.

1.2. Решение системы (1)–(3) представляет труднейшую вычислительную задачу. Поэтому развиваются альтернативные подходы, такие как метод прямого статистического моделирования, базирующийся на микроскопическом описании электронно-дырочной плазмы. Согласно этому методу, решение кинетического уравнения заменяется

решением уравнений переноса элементарного заряда ансамблевым методом Монте-Карло (далее ЕМС-метод). Отказ от прямого решения кинетического уравнения позволяет перейти от описания плазмы с помощью непрерывной функции распределения к дискретному вычислительному аналогу — модели «частица-сетка» с монте-карловской процедурой выбора механизмов и параметров рассеяния. Данная процедура подробно описана, например, в работах [2,3,6], поэтому отметим лишь ряд ключевых моментов.

Все многообразие реальных носителей заряда заменяется ансамблем квазичастиц, число которых должно обеспечивать статистически достоверное описание плазмы. Выбранные квазичастицы являются модельными и называются макрочастицами. Каждой макрочастице приписывается заряд, равный суммарному удельному заряду группы реальных частиц. Этим достигается выполнение условия сохранения объемного заряда. Так как рассматривается одномерная по пространству диодная структура, то за исключением актов рассеяния движение квазичастиц считается одномерным. При взаимодействии с кристаллической решеткой квазичастицы рассматриваются как материальные точки, помещенные в объем.

Расчет эволюции каждой макрочастицы разбивается на три основных этапа:

- 1) движение в самосогласованном электрическом поле во время свободного пролета;
- 2) рассеяние с изменением энергии и импульса с возможным переходом в другую энергетическую долину;
- 3) перерасчет объемной плотности частиц, объемного заряда системы, полей и сил, действующих на каждую частицу, с учетом нового положения частиц.

При этом решается уравнение Пуассона для потенциала электрического поля, после чего определяется электрическое поле и значение силы $\mathbf{F} = -e\mathbf{E}$ в узлах дискретной пространственной сетки, где расположены макрочастицы. Соответствующие вычислительные алгоритмы изложены в [2,6].

1.2.1. Прежде чем дать краткое изложение алгоритмов, описывающих движение, рассеяние частиц и перерасчет сил, сформулируем общие предположения модели. С учетом того что эффективная масса дырок заметно превосходит эффективную массу электронов, и в силу этого процессы в «дырочном» газе более медленные, чем в «электронном», влиянием дырочного газа на транспортные характеристики плазмы пренебрегалось. Это позволило на первом этапе ограничиться рассмотрением только электронной части задачи.

Размер расчетной области выбирался в несколько раз больше, чем максимальная из двух величин: предполагаемой средней длины свободного пролета или ширины области объемного заряда.

Считалось, что квант света генерирует в центральной долине зоны проводимости один электрон. Пространственная координата фотоэлектрона при рождении определялась на основе экспоненциального распределения процедурой Монте-Карло, а проекции вектора импульса исходя из изотропного распределения. Начальная энергия электрона определялась из законов сохранения энергии и импульса для электронов и дырок. Последующее перераспределение электронов по энергиям рассматривалось в рамках трехдолинной модели зоны про-

водимости для изотропного n -GaAs. При движении электронов в объеме n -GaAs учитывалось четыре механизма рассеяния носителей: на полярных оптических фононах, на акустических фононах, на ионизованной примеси, а так же междолинные переходы.

Считалось, что электроны, достигающие левой границы расчетной области и не обладающие достаточной энергией, упруго отражаются от потенциального барьера. Величина последнего бралась без учета сил зеркального изображения.

1.2.2. Динамика электрона между актами рассеяния описывается уравнениями Ньютона:

$$p(t + \delta t) = p(t) - eE\delta t, \quad (5a)$$

$$x(t + \delta t) = x(t) + [p(t + \delta t) + p(t)]\delta t/2m_i, \quad (5b)$$

где $x(t)$, $p(t)$ — координата и импульс в начале свободного пролета, δt — время свободного пролета носителя между актами рассеяния.

Процедура рассеяния в свою очередь включает: выбор механизма рассеяния, определение новых значений энергии и импульса частицы, вычисление углов рассеяния, а также нового времени свободного пролета. Математически это формулируется следующим образом. Каждый акт рассеяния характеризуется набором вероятностей $\lambda_i(p)$ реализации того или иного механизма рассеяния и полной (суммарной) вероятностью того, что рассеяние по какому-либо механизму произойдет:

$$\lambda(p) = \sum_{i=1}^n \lambda_i(p), \quad (6)$$

Здесь i — номер механизма рассеяния, n — число таких механизмов.

Так как вероятности $\lambda_i(p)$ зависят от ряда параметров, в том числе от величины импульса и типа долины, к которой принадлежит носитель, полная вероятность $\lambda(p)$ будет изменяться во времени. Изменение $\lambda(p)$ за время свободного пролета приводит к тому, что время бесстолкновительного пролета определяется с ошибкой. Чтобы избежать этого, вводится некий фиктивный процесс (условно называемый «саморассеянием»), который, во-первых, не меняет величину импульса носителя и, во-вторых, обладает такой вероятностью реализации $\lambda_0(p)$, что суммарная вероятность при изменении импульса остается постоянной. Математически процесс саморассеяния выражается соотношением

$$\lambda_0(p) + \lambda(p) = \Gamma = \text{const}, \quad \lambda_0(p) \geq 0. \quad (7)$$

Время свободного пролета носителя определяется соотношением

$$t_s = -\frac{1}{\Gamma} \ln(1 - r_1), \quad 0 \leq r_1 < 1, \quad (8)$$

где r_1 — случайное число. Для определения конкретного процесса рассеяния, вызвавшего прекращение свободного полета электрона, берется другое равномерно распределенное на $(0, \Gamma)$ случайное число r_2 . Процедура выбора механизма рассеяния и ее модификации, сокращающие требующееся расчетное время, подробно изложены в [2,6].

В результате рассеяния электрон изменяет свой импульс с \mathbf{p} на \mathbf{p}' . Чтобы полностью определить конечное состояние электрона после рассеяния, надо знать модуль импульса после рассеяния $p'(\mathcal{E}')$, азимутальный угол φ для вектора \mathbf{p}' и угол θ между \mathbf{p} и \mathbf{p}' . Все необходимые выражения для вероятностей рассеяния, а также формулы перехода для определения проекций вектора импульса носителя после рассеяния содержатся в работе [6], где использованы результаты из [7-9]. Отметим лишь, что азимутальное распределение считается изотропным, и угол φ определяется при помощи равномерно распределенного на $(0, 1)$ случайного числа r_3 :

$$\varphi = 2\pi r_3. \quad (9)$$

Для нахождения угла θ используется метод Борсари-Якобони, являющийся более экономичной модификацией известной неймановской процедуры [10].

Таким образом, используемый ЕМС-метод последовательно учитывает все детали динамического процесса: свободный пролет носителей заряда при наличии электрического поля, эмиссию носителей через потенциальный барьер в металл, любые реально существующие механизмы рассеяния, в том числе междолинные переходы.

2. Результаты расчетов

2.1. Параметры модели. Рассматриваемая в работе фотодиодная структура представляет собой область вблизи контакта металл-полупроводник (Al-n-GaAs), освещаемую монохроматическим светом со стороны металла. Интенсивность потока фотонов, вошедших в полупроводник, определяющая число генерируемых в единицу времени электронно-дырочных пар, принималась равной $I_i = 10^{17} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Энергия фотонов варьировалась в интервале $h\nu = (1.8-6.0) \text{ эВ}$. Для спектра поглощения $\alpha(h\nu)$ использовались данные работы [11]. Параметры материала, связанные с зонной структурой, брались из [12], в частности энергетические зазоры между минимумами долин Γ , X и L $\varepsilon_{\Gamma X} = 0.52 \text{ эВ}$, $\varepsilon_{\Gamma L} = 0.33 \text{ эВ}$. Ширина запретной зоны $E_g = 1.42 \text{ эВ}$. Эффективные массы электронов и параметры параболичности принимались равными $m_i/m_e = 0.063, 0.43, 0.23$; $\alpha_i = 0.69, 0.36, 0.65 \text{ эВ}^{-1}$ ($i = \Gamma, X, L$). Высота потенциального барьера на границе раздела металл-полупроводник $\varphi_b = 0.8 \text{ В}$ [1], температура кристаллической решетки полупроводника $T = 300 \text{ К}$. Уровень легирования в n-GaAs изменялся в пределах $N_d = (10^{15}-10^{17}) \text{ см}^{-3}$.

Количество модельных частиц в расчетах изменялось в широких пределах, но не превышало 30 000. Это зависело от уровня легирования, определявшего ширину расчетной области, энергии падающего фотона и других параметров. Наибольшие затраты вычислительных ресурсов имели место в случае меньшего легирования, когда ширина слоя объемного заряда возрастала и требовалось увеличение числа частиц. Оптимальное число макрочастиц в каждом конкретном случае выбиралось на основании предварительного тестирования.

2.2. Механизмы рассеяния и транспортные характеристики. Прежде всего проиллюстрируем важность применения многодолинной модели

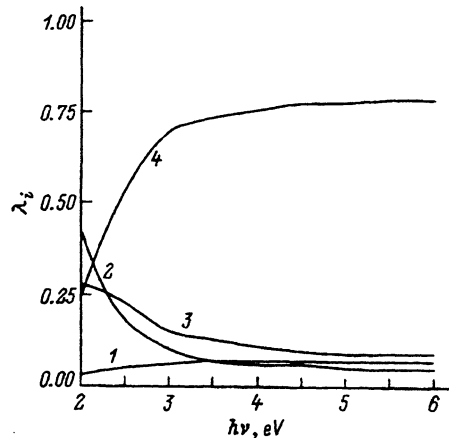


Рис. 1. Зависимость вероятностей различных механизмов рассеяния λ_i от энергии кванта падающего света ($N_d = 10^{17} \text{ см}^{-3}$); типы рассеяния: 1 — примесное, 2 — на акустических фононах, 3 — на оптических фононах, 4 — междолинное.

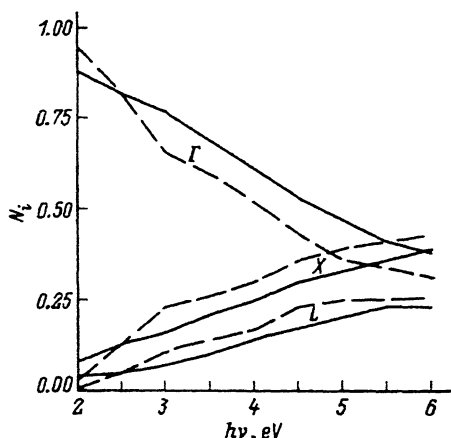


Рис. 2. Распределение электронов по долинам, $N_i = n_i / (n_\Gamma + n_X + n_L)$. $i = \Gamma, X, L$. Сплошные линии — $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, штриховые — $N_d = 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

зоны проводимости. Как следует из рис. 1, с ростом энергии падающих фотонов $\hbar\nu$ доля междолинных рассеяний резко возрастает, делая междолинный переброс носителей абсолютно доминирующим процессом рассеяния (кривая 4). В результате изменяются относительные концентрации электронов в долинах Γ , X и L (рис. 2). Из-за увеличения частоты столкновений при больших концентрациях N_d заселенность верхних долин больше при фиксированном значении энергии кванта. Из рис. 1 также видно, что изменение относительной значимости различных механизмов рассеяния происходит наиболее заметно, когда энергия кванта изменяется в интервале $(2 \div 3) \text{ эВ}$. Следствием междолинных переходов является изменение эффективной массы носителей и их подвижности, что приводит к преобразованию динамических характеристик электронно-дырочной плазмы.

Изменение вероятностей рассеяния и относительные концентрации электронов в долинах приведены на рисунках для энергий $\hbar\nu$ больше 2 эВ . Причина этого состоит в том, что для малых $\hbar\nu < 2 \text{ эВ}$ вероятности примесного и междолинного механизмов рассеяния существенно меньше акустического и оптического механизмов, и наиболее вероятными становится процесс упругого акустического рассеяния. В силу этого электроны практически не покидают центральную энергетическую долину и быстро сносятся электрическим полем из приконтактной области. Для получения достоверной информации о скорости эмиссии носителей в металл необходимо дальнейшее увеличение числа модельных частиц, что требует увеличения оперативной памяти и времени счета на ЭВМ. Именно поэтому в данной работе рассмотрение процессов переноса было ограничено диапазоном энергий $\hbar\nu \geq 2 \text{ эВ}$.

Одной из наиболее интересных характеристик, полученных в результате численного эксперимента, является скорость эмиссии электронов через потенциальный барьер в металл V_n . В отсутствие поверхностной рекомбинации поток электронов на границе раздела

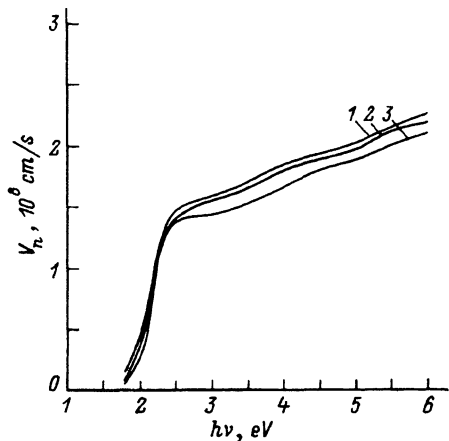


Рис. 3. Зависимость скорости эмиссии электронов в металл от энергии кванта падающего света $h\nu$ при различных уровнях легирования (EMC-метод); $N_d, \text{см}^{-3}$: 1 — 10^{15} , 2 — 10^{16} , 3 — 10^{17} .

$q_n(0) = -V_n(n_0 - n_0^{eq})$, где n_0^{eq} — равновесная концентрация электронов, зависящая от высоты потенциального барьера на границе металл-полупроводник φ_b . Скорость эмиссии V_n определена потоком электронов у контакта

$$V_n = -q_n(0)/(n_0 - n_0^{eq}). \quad (10)$$

На рис. 3 приведены зависимости скорости эмиссии электронов в металл, определенные EMC-методом, от энергии кванта падающего света $h\nu$ при различных уровнях легирования N_d . Возрастание V_n с ростом $h\nu$ является следствием увеличения средней энергии носителей. При этом наиболее значительные изменения V_n имеют место в интервале $h\nu \simeq 2 \div 3 \text{ эВ}$, где возрастает доля междолинного рассеяния и изменяется эффективная масса носителей. При уменьшении N_d скорость эмиссии несколько увеличивается. Последнее связано с уменьшением вероятности столкновения для высокоэнергетических электронов и потери ими энергии при рассеянии.

Специальные исследования при $h\nu < 2 \text{ эВ}$ показали, что для фотоэлектрона, генерируемого вблизи контактной поверхности, вероятность приобретения энергии, достаточной для преодоления потенциального барьера, невелика. Из-за большого электрического поля электроны сносятся в противоположную от контакта сторону. Поэтому можно ожидать дальнейшего снижения скорости эмиссии V_n при уменьшении $h\nu$ ниже 2.0 эВ .

2.3. Внутренняя квантовая эффективность. Остановимся на результатах расчета внутренней квантовой эффективности, используя ее следующее определение:

$$Q = 1 - q_e - q_h. \quad (11)$$

Здесь q_e и q_h — соответственно поток электронов из полупроводника в металл и убыль электронно-дырочных пар в результате рекомбинации в объеме, отнесенные к потоку фотонов, вошедших в полупроводник I_i .

В описываемом численном эксперименте поток q_e определялся непосредственно EMC-методом, а поток q_h вычислялся на основе аналитического выражения из работы [13]:

$$q_h = e^{-\alpha w} / (1 + \alpha L_p), \quad (12)$$

где w — ширина слоя объемного заряда, L_p — диффузионная длина дырок, α — коэффициент поглощения. Для диффузионной длины использовалось характерное значение $L_p = 1$ мкм [1]. Изменение ширины слоя объемного заряда в расчетах составляло несколько тысяч ангстрем.

Обсудим результаты расчета зависимости внутренней квантовой эффективности $Q(h\nu)$ методом Монте-Карло и проведем их анализ на основе сравнения с диффузионно-дрейфовым приближением. При анализе мы будем исходить из того, что в случае, когда ширина расчетной области не менее нескольких длин свободного пробега, диффузионно-дрейфовый подход должен быть пригоден для расчета переноса в системах с горячими носителями. Вопрос лишь состоит в выборе соответствующих физических характеристик электронов с учетом реальных процессов, таких как нагрев электронов и изменение заселенности долин и подвижности электронов. Результаты диффузионно-дрейфового приближения были получены численным интегрированием системы транспортных уравнений совместно с уравнением Пуассона и с помощью аналитического выражения, выведенного в работе [13]:

$$Q(\alpha) = (1 + \alpha L_d/W)^{-1} Q_1 - q_h Q_2 + Q_\infty, \quad (13)$$

где L_d — дебаевская длина; Q_1, Q_2, Q_∞ — коэффициенты, зависящие от значений скоростей эмиссии электронов и дырок, скоростей поверхностной рекомбинации и от дрейфовой скорости электронов v вблизи границы, определенной соотношением

$$v \simeq D_n W/L_d, \quad W = w/L_d. \quad (14)$$

При отсутствии поверхностной рекомбинации и ряде несущественных упрощений формула (13) принимает вид

$$Q(\alpha) = \left[(1 + \alpha L_d/W)^{-1} + v/V_n \right] (1 + v/V_n)^{-1} - q_h. \quad (15)$$

Сравнение величины $Q(\alpha)$, рассчитанной по формуле (15) с результатами численного решения, дает хорошее совпадение во всем диапазоне $h\nu$.

Отметим, что величина v не превосходит значения v_{sat} , соответствующего сильным полям порядка 10^5 В/см. С учетом того что v_{sat} для GaAs равно $7 \cdot 10^6$ см/с, а при $h\nu \gtrsim 3$ эВ скорость эмиссии V_n порядка 10^8 см/с, отношение $v/V_n \ll 1$. Тогда из (15) следует, что в этой области спектра Q зависит только от отношения ширины области сильного поля, пропорционального L_d , и ширины области генерации, пропорциональной α^{-1} . При $q_h \ll 1$ величина Q равна

$$Q(\alpha) = (1 + l_d/\alpha^{-1})^{-1}, \quad l_d = kT/eE_{\text{max}}. \quad (16)$$

Этот результат для рассматриваемого частного случая был получен в работах [14,15].

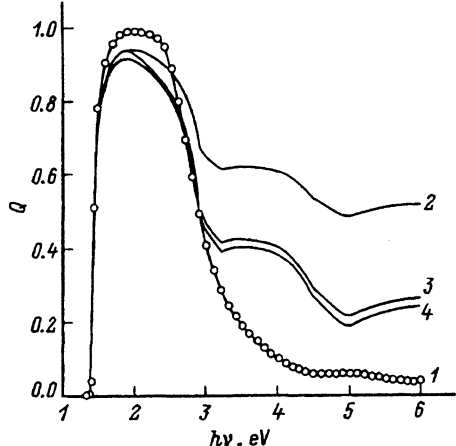


Рис. 4. Спектр квантовой эффективности $Q(h\nu)$ при $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$. 1 — ЭМС-метод (с учетом объемной рекомбинации), 2–4 — диффузионно-дрейфовое приближение при различных величинах V_n , формула (15); 2 — $V_n = 1.1 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ 3 — $V_n(h\nu)$, рассчитанная ЭМС-методом, 4 — $v/V_n = 0$.

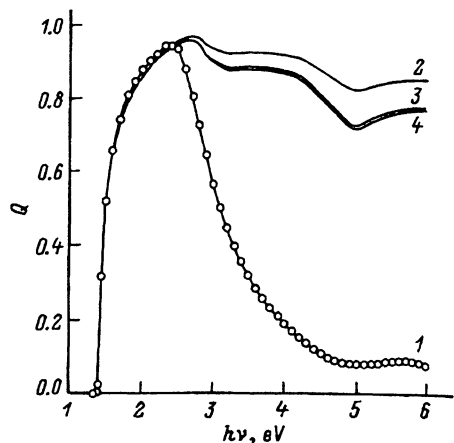


Рис. 5. Спектр квантовой эффективности $Q(h\nu)$ при $N_d = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (обозначения те же, что и на рис. 4).

Данные расчета $Q(h\nu)$ ЭМС-методом приведены на рис. 4,5 (кривые 1, обозначены светлыми кружками) для двух значения $N_d = (10^{15}, 10^{17}) \text{ см}^{-3}$. Результаты расчетов выявляют основные качественные особенности $Q(h\nu)$, отмеченные в [5], а именно значительное падение Q при $h\nu \gtrsim 2.5$, сдвиг максимума Q в сторону больших $h\nu$ и увеличение квантовой эффективности в области ближнего ультрафиолетового излучения с ростом N_d . В то же время полученные нами зависимости $Q(h\nu)$ дают несколько большее уменьшение Q при $h\nu \gtrsim 2.5$, чем в работах [4,5]. Это может быть связано с различным учетом зонной структуры и различными начальными условиями для электронов. Из рис. 4 и 5 видно, что после прохождения максимума $Q(h\nu)$ сильно падает до значений $Q \simeq 0.1$, испытывая слабые колебания вблизи энергии 5 эВ. Поведение зависимости $Q(h\nu)$, рассчитанной ЭМС-методом, слабо зависит от N_d . Учет объемной рекомбинации с использованием аналитического выражения (12) для коррекции результатов, полученных ЭМС-методом, приводит к резкому падению $Q(h\nu)$ для малых $h\nu$ (рис. 4,5), однако фактически не изменяет спектральную характеристику для значений $h\nu \gtrsim 2.5 \text{ эВ}$, так как $\alpha w \gg 1$ и $q_h \ll 1$. Кривые 2 на рис. 4,5 соответствуют стандартному диффузионно-дрейфовому приближению при $T = 300 \text{ К}$. Видно, что в области ближнего ультрафиолета имеется количественное и качественное отличие результатов, полученных ЭМС-методом и в стандартном диффузионно-дрейфовом приближении. Во-первых, значения квантовой эффективности, полученные ЭМС-методом, существенно ниже значений Q , соответствующих диффузионно-дрейфовому приближению, причем с увеличением N_d эти различия увеличиваются. Во-вторых, чувствительность к легированию N_d диффузионно-дрейфового подхода значительно выше, чем

у ЕМС-метода, где $Q(h\nu)$ возрастает с увеличением N_d значительно слабее. В-третьих, колебания зависимости $Q(h\nu)$, связанные с немонотонной зависимостью коэффициента поглощения $[\text{13}]$ от энергии кванта, для данных, полученных ЕМС-методом, сильно сглажены.

Слабую чувствительность Q к концентрации N_d в ЕМС-методе по сравнению с диффузионно-дрейфовым приближением можно объяснить следующим образом. Спектральная чувствительность Q есть нормированный на eI_i поток электронов, выходящий из полупроводника. Величина потока зависит от распределения электронов по энергетическим долинам (рис. 2) и вероятностей рассеяния носителей, которые с увеличением легирования изменяются не сильно. При этом, поскольку носители являются горячими, изменение высоты барьера в связи с изменением N_d для них менее существенно, чем в диффузионно-дрейфовом приближении, где высота барьера и ширина объемного заряда являются главными физическими характеристиками, определяющими поток к границе полупроводника.

Значительное расхождение кривых 1 и 2 ставит ряд вопросов. Правильно ли формула (15) описывает зависимость $Q(\alpha)$ в области больших энергий $h\nu$ и, если эта зависимость качественно правильная, можно ли улучшить результаты расчета $Q(h\nu)$ в диффузионно-дрейфовом приближении, приблизив их к результатам ЕМС-метода? Как следует из (13) (формула (40) работы $[\text{13}]$), величина Q чувствительна к ряду параметров, к которым, в частности, относится скорость эмиссии V_n . Зависимость последней от энергии кванта такова, что при всех $h\nu > 2\text{эВ}$ скорость $V_n(h\nu)$ больше равновесного значения и с ростом энергии кванта растет (рис. 3). Учет этой зависимости в (13) дает спектральную чувствительность $Q(h\nu)$, заметно меньшую этой величины, рассчитанной при $V_n = \text{const}$ (ср. кривые 2 и 3 на рис. 4 и 5). С ростом N_d величина $V_n(h\nu)$ несколько понижается и меньше отличается от равновесного значения. Это приводит к меньшему «расслоению» спектральных характеристик, рассчитанных при $V_n = \text{const}$ и $V_n = V_n(h\nu)$. Вообще, различие результатов расчета $Q(h\nu)$ при $V_n = V_n(h\nu)$ и $V_n = \text{const}$ становится тем меньше, чем больше N_d . В области $h\nu \gtrsim 3\text{эВ}$, где выполняется неравенство $v/V_n \ll 1$, детализация зависимости $V_n(h\nu)$ становится излишней и практически тот же результат дает расчет при $v/V_n = 0$ (кривая 4).

Приведенные данные свидетельствуют, с одной стороны, о достаточно сильной зависимости результатов вычислений в диффузионно-дрейфовом приближении от значения V_n , а с другой — показывают, что введение в диффузионно-дрейфовую модель скорости эмиссии, определенной монте-карловской процедурой, хотя и улучшает результат при $N_d \lesssim 10^{15} \text{см}^{-3}$, однако в общем случае не позволяет приблизиться к результатам расчетов при $h\nu > 3\text{эВ}$, полученных в рамках более точной кинетической модели плазмы. В то же время при $h\nu$, не слишком отличающихся от E_g , когда используемое значение скорости эмиссии $V_n = 1.1 \cdot 10^7 \text{см/с}$ близко к результатам расчета по методу Монте-Карло при $h\nu \simeq 2\text{эВ}$, диффузионно-дрейфовое приближение дает величину Q , близкую к значению, получаемому ЕМС-методом. Этот факт может служить доказательством правильности работы программы расчета ЕМС-методом.

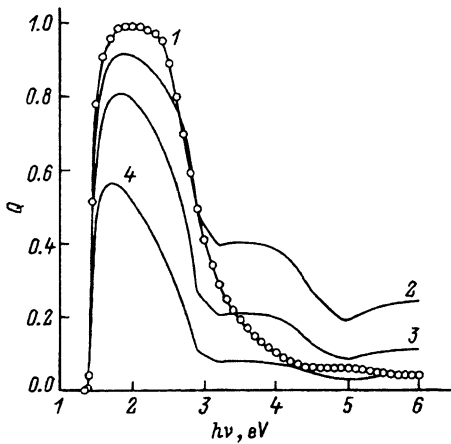


Рис. 6. Спектр квантовой эффективности $Q(h\nu)$ при $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$: 1 — ЭМС-метод (с учетом объемной рекомбинации). 2–4 — диффузионно-дрейфовое приближение при различных температурах электронов, формула (16); T , К: 2 — 300, 3 — 600, 4 — 1000.

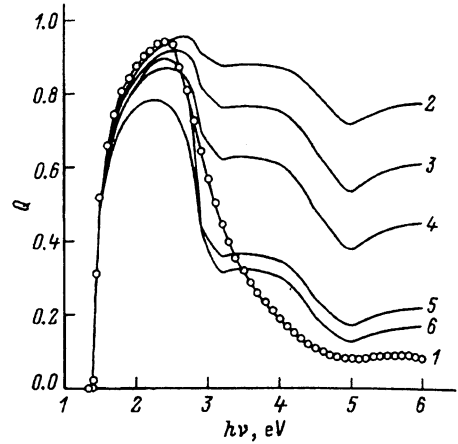


Рис. 7. Спектр квантовой эффективности $Q(h\nu)$ при $N_d = 10^{17} \text{ см}^{-3}$: 1 — ЭМС-метод (с учетом объемной рекомбинации), 2–4 — диффузионно-дрейфовое приближение при различных температурах электронов, формула (16); T , К: 2 — 300, 3 — 600, 4 — 1000, 5 — 2000, 6 — 3000.

Из формулы (16), справедливой в области $h\nu \gtrsim 2.5 \text{ эВ}$, когда $v/V_n \simeq 0$, видна явная зависимость Q от температуры электронов. Определение этой величины в зависимости от энергии кванта выходит за рамки диффузионно-дрейфового приближения. Можно лишь утверждать, что за время меньше пролетного из-за столкновений с решеткой фотогенерированные электроны теряют часть избыточной энергии. При этом с увеличением размеров области сильного поля (уменьшением N_d) растет число столкновений и уменьшается температура электронов. На рис. 6 и 7 для значений $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $N_d = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ приведен расчет $Q(h\nu)$ ЭМС-методом и данные диффузионно-дрейфового приближения при $v/V_n = 0$ и различных, не зависящих от $h\nu$, температурах электронов. Из рис. 6 видно, что увеличение температуры электронов снижает величину Q в максимуме и в области ближнего ультрафиолета. При этом видно, что выбором соответствующего значения температуры можно добиться приближения результатов расчетов обоими методами. Из рис. 6 также видно, что при $h\nu \lesssim 3 \text{ эВ}$ температура электронов близка к 300 К и с увеличением $h\nu$ она возрастает. Несколько иначе обстоит дело при $N_d = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (рис. 7). Здесь сохраняется качественная картина, показанная на рис. 6, однако близкого совпадения результатов расчетов различными методами достичь не удается и приходится брать более высокие значения температуры электронов. Последнее объяснимо меньшей шириной слоя объемного заряда и соответственно меньшим числом столкновений электронов между собой и решеткой.

На основании сравнения результатов расчета $Q(h\nu)$ ЭМС-методом и в диффузионно-дрейфовом приближении можно сделать вывод о том, что формула (16) качественно правильно описывает зависимость $Q(\alpha)$, если ширина области пространственного заряда составляет несколь-

ко длин свободного пробега электронов. При соответствующем выборе температуры электронов $T(h\nu)$ можно добиться также удовлетворительного совпадения с расчетом методом Монте-Карло. Из этого факта и определения $Q = 1 - q_e$ следует вывод о том, что природа завала спектра $Q(h\nu)$ в коротковолновой области — это переход горячих электронов в металл (см. [4,5]).

Авторы благодарят Г.В. Царенкова за идею расчета скорости эмиссии ЭМС-методом и многократные обсуждения постановки задачи и результатов.

E-mail: reznikov@numer.ioffe.rssi.ru (Б.И. Резников).

Список литературы

- [1] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) т. 1.
- [2] Р. Хокни, Дж. Иствуд. *Численное моделирование методом частиц* (М., Мир, 1987).
- [3] M. Shur. *GaAs devices and circuits* (N. Y. — London, Plenum Press, 1986).
- [4] О.А. Мезрин, С.И. Трошков. *ФТП*, **22**, 176 (1988).
- [5] Ю.А. Гольберг, Т.В. Львова, О.А. Мезрин, С.И. Трошков, Б.В. Царенков. *ФТП*, **24**, 1835 (1990).
- [6] В.Ф. Мымрин, А.А. Чубаров. Препринт № 1549, ФТИ АН СССР (Л., 1991).
- [7] Н.А. Баннов, В.Н. Рыжий, Т.Г. Елизарова, Е.С. Николаев. Препринт № 44, ИПМ АН СССР (М., 1986).
- [8] *Многодолинные полупроводники*, под ред. Ю. Пожелы (Вильнюс, 1978).
- [9] W. Fawcett, A.D. Boardman, S. Swain. *J. Phys. Chem. Sol.*, **31**, 1963 (1970).
- [10] V. Borsari, J. Jacoboni. *Phys. St. Sol. (B)*, **54**, 649 (1972).
- [11] D.E. Aspnes, S.M. Kelso, R.A. Logan, R. Rhat. *J. Appl. Phys.*, **60** 754 (1986).
- [12] K. Brennan, K. Hess. *Sol. St. Electron.*, **27**, 347 (1984).
- [13] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. *ФТП*, **25**, 1922 (1991).
- [14] J.M. Caywood, C.A. Mead. *Appl. Phys. Lett.*, **15**, 14 (1969).
- [15] А.М. Васильев, Т.М. Головнер, О.В. Захарчук, О.П. Федосеев. *ФТП*, **3**, 1276 (1969).

Редактор Т.П. Полянская

Investigation of kinetic properties of hot photocarriers and the internal quantum efficiency of a photodiode by a Monte-Carlo method

A.A. Chubarov, V.F. Mymrin, B.I. Reznikov

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

Kinetic properties of a hot photoelectron of a semiconductor diode (Al-n-GaAs, $N_d \approx 10^{15} \div 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) were studied in the range $h\nu \leq 6 \text{ eV}$. It has been discovered that for energies $h\nu = 2 \div 3 \text{ eV}$ the value of the photoelectron emission rate $V_n(h\nu)$ increases approximately by an order of magnitude. The photodetector internal quantum efficiency $Q(h\nu)$ is calculated. It is shown that when taking into account an actual dependence $V_n(h\nu)$ and the electron temperature rise with the quantum energy, one can obtain good agreement between the Monte-Carlo predictions and the diffusion-drift approximation data.