РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В БИНАРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ И ЯВЛЕНИЕ УБЕГАНИЯ

Гарасько Г. И., Урюпин С. А.

Для находящегося в постоянном однородном электрическом поле полярного полупроводника с произвольной изотропной зависимостью энергии $\varepsilon(p)$ от квазиимпульса p излагается пригодная для любой степени вырождения теория распределения быстрых электронов. В пренебрежении слабой логарифмической зависимостью от энергии частоты электрон-фононных столкновений показано, что независимо от вида исходной функции распределения явление убегания электронов имеет место, если в области больших значений квазиимпульса $\varepsilon(p)$ растет быстрее, чем $p^{1/3}$. Проявление этого общего утверждения об убегании электронов продемонстрировано на примере двух наиболее часто обсуждаемых законов дисперсии. В случае кейновского закона дисперсии найдена неравновесная стационарная функция распределения, а в случае параболического закона дисперсии получено квазистационарное распределение с отличным от нуля потоком электронов. При $\varepsilon(p) \sim p^2$ изучено также влияние электрон-электронных столкновений на поток электронов и величину напряженности критического поля.

Образование убегающих электронов и связанные с ним особенности функции распределения в полупроводниках, находящихся в постоянном однородном электрическом поле, исследовались в целом ряде работ [1–10]. При этом дана общая картина явления убегания в полупроводниках и проанализирована его специфика в условиях различных механизмов рассеяния электронов [1]. Изучены закономерности убегания электронов и их подвижность в бинарных полупроводниках n-InSb и n-GaAs при низких температурах [3, 4]. Исследовано влияние непараболичности закона дисперсии на образование убегающих электронов [5]. Позднее выполнены работы по численному моделированию динамики убегания электронов в полярных полупроводниках [6–8]. В этих работах дан численный расчет времени убегания, скорости образования быстрых электронов, а также установлена зависимость дрейфовой скорости от продолжительности действия электрического поля. В работе [9] получено аналитическое выражение для времени убегания в случае произвольного неудерживающего механизма рассеяния. В выполненных ранее работах, за исключением небольшой заметки об убегании электронов при рассеянии на заряженных примесях в вырожденных полупроводниках [10], исходная функция распределения считалась максвелловской. Естественно, что ситуация с исходной фермиевской функцией распределения представляет самостоятельный интерес, в особенности для высоколегированных полупроводников.

В связи с этим целью настоящей работы является изучение закономерностей убегания в бинарных полупроводниках с вырожденным распределением электронов. При этом, имея в виду применение данного рассмотрения к таким полярным полупроводникам, как высоколегированные n-InSb, n-GaAs и n-InAs, в которых зависимость энергии $\varepsilon(p)$ от квазиимпульса p при больших значениях p заметно отличается от квадратичной, мы излагаем теорию, пригодную для произвольного изотропного закона дисперсии электронов.

В ионных кристаллах эффективные частоты релаксации импульса и энергии электронов в значительной мере определяются рассеянием на полярных оптических фононах. Соответствующее кинетическое уравнение для функции распределения электронов $f=f(\mathbf{p})$ в постоянном однородном электрическом поле $\mathbf{E}$ имеет вид (см., например, [11])

$$\frac{\partial f}{\partial t}-e\mathbf{E}\frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}}=\int d\mathbf{q}W(\mathbf{q})\{\delta[\varepsilon(\mathbf{p}+\mathbf{q})-\varepsilon(\mathbf{p})-\hbar\Omega(\mathbf{q})][f(\mathbf{p}+\mathbf{q})(1-\mathcal{V}f(\mathbf{p}))(N_{\mathbf{q}}+1)-$$
$$-f(\mathbf{p})(1-\mathcal{V}f(\mathbf{p}+\mathbf{q}))N_{\mathbf{q}}]+\delta[\varepsilon(\mathbf{p}-\mathbf{q})-\varepsilon(\mathbf{p})+\hbar\Omega(\mathbf{q})][f(\mathbf{p}-\mathbf{q})(1-\mathcal{V}f(\mathbf{p}))N_{\mathbf{q}}-$$
$$-f(\mathbf{p})(1-\mathcal{V}f(\mathbf{p}-\mathbf{q}))(N_{\mathbf{q}}+1)]\}. \tag{1}$$

Здесь e — заряд, $\Omega(\mathbf{q})$ — частота фонона с волновым вектором $\mathbf{q}/\hbar$, $\hbar$ — постоянная Планка, $\mathcal{V}=(2\pi\hbar)^3/2$, $W(\mathbf{q})=Wq^{-2}$, $W=e^2\Omega/\pi\hbar\varepsilon^*$, $(\varepsilon^*)^{-1}=(\varepsilon_\Omega)^{-1}-(\varepsilon_0)^{-1}$, $\varepsilon_{0,\,\Omega}$ — диэлектрическая проницаемость кристалла на частотах 0 и $\Omega=\Omega(0)$, $N_{\mathbf{q}}$ — число фононов. Далее распределение числа фононов $N_{\mathbf{q}}$ считаем равновесным, а дисперсией оптических фононов пренебрегаем, полагая $\Omega(\mathbf{q})=\Omega$, $N_{\mathbf{q}}=N=[\exp(\hbar\Omega/\varkappa T)-1]^{-1}$, где $\varkappa$ — постоянная Больцмана, T — температура. Кроме того, закон дисперсии электрона предполагаем изотропным, $\varepsilon(p)=\varepsilon(p)$, а функцию $p(\varepsilon)\equiv p$ считаем монотонной, $dp/d\varepsilon>0$. В таких предположениях рассмотрим уравнение (1) в электрическом поле, вызывающем малое отклонение функции распределения от изотропной $f_0=f_0(\varepsilon)=\int\limits_{-1}^{1}d(\cos\theta)f\Big/2$, где $\theta=\measuredangle\mathbf{p}$, —$\mathbf{E}$. Тогда решение f ищем в виде суммы $f=f_0(\varepsilon)+f_1(\varepsilon)\cos\theta$ большой изотропной части $f_0(\varepsilon)$ и малой анизотропной добавки $f_1(\varepsilon)\cos\theta$, $f_1=f_1(\varepsilon)\ll f_0$.

Интегрируя (1) по $\mathbf{q}$, для определения функций f_0 и f_1 получим следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t}+\frac{eE}{3p^2}\frac{\partial}{\partial p}(p^2f_1)=\frac{\pi W}{p}\frac{dp^2(\varepsilon_+)}{d\varepsilon}\Lambda(\varepsilon)\{(N+1)f_0(\varepsilon_+)[1-\mathcal{V}f_0(\varepsilon)]-$$
$$-Nf_0(\varepsilon)[1-\mathcal{V}f_0(\varepsilon_+)]\}-\frac{\pi W}{p}\frac{dp^2(\varepsilon_-)}{d\varepsilon}\eta(\varepsilon_-)\Lambda(\varepsilon_-)\times$$
$$\times\{(N+1)f_0(\varepsilon)[1-\mathcal{V}f_0(\varepsilon_-)]-Nf_0(\varepsilon_-)[1-\mathcal{V}f_0(\varepsilon)]\}, \tag{2}$$

$$\frac{\partial f_1}{\partial t}+eE\frac{\partial f_0}{\partial p}=-\frac{\pi W}{p}\frac{dp^2(\varepsilon_+)}{d\varepsilon}\{\Lambda(\varepsilon)f_1(\varepsilon)[N+\mathcal{V}f_0(\varepsilon_+)]-L(\varepsilon)f_1(\varepsilon_+)[N+1-\mathcal{V}f_0(\varepsilon)]\}-$$
$$-\frac{\pi W}{p}\frac{dp^2(\varepsilon_-)}{d\varepsilon}\eta(\varepsilon_-)\{\Lambda(\varepsilon_-)f_1(\varepsilon)[N+1-\mathcal{V}f_0(\varepsilon_-)]-L(\varepsilon_-)f_1(\varepsilon_-)[N+\mathcal{V}f_0(\varepsilon)]\}, \tag{3}$$

где $\varepsilon_\pm=\varepsilon\pm\hbar\Omega$; $\eta(x)=1$, $x\geqslant 0$; $\eta(x)=0$, $x<0$; функции $\Lambda(\varepsilon)$ и $L(\varepsilon)$ имеют вид

$$\Lambda(\varepsilon)=\ln\frac{p(\varepsilon_+)+p(\varepsilon)}{p(\varepsilon_+)-p(\varepsilon)},\quad L(\varepsilon)=\Lambda(\varepsilon)\frac{p^2(\varepsilon_+)+p^2(\varepsilon)}{2p(\varepsilon)p(\varepsilon_+)}-1. \tag{4}$$

Уравнения (2)—(4) обобщают данные, полученные ранее в работе [12] на случай вырожденного распределения электронов, и могут использоваться для расчета электропроводности в вырожденных полярных полупроводниках с произвольным изотропным законом дисперсии электронов. Без учета квантовой тождественности электронов, т. е. при $\mathcal{V}\to 0$, уравнения (2)—(4) с точностью до замены W на $W/2$ переходят в известные [12]. Интересуясь явлением образования убегающих электронов, рассмотрим следствия уравнений (2)—(4) в области сравнительно больших энергий $\varepsilon\gg\hbar\Omega$, где даже в слабом электрическом поле возможны заметные отклонения f_0 от равновесной.

При $\varepsilon\gg\hbar\Omega$ и на временах, бóльших эффективного времени релаксации импульса электронов $\tau_p\sim[2\pi W(2N+1)\,dp/d\varepsilon]^{-1}$, из уравнения (3) имеем

$$f_1=-\sqrt{\frac{3\Lambda_0}{2}}\,\hbar\Omega\mathcal{E}(\varepsilon)\frac{df_0}{d\varepsilon}, \tag{5}$$

где $\Lambda_0\equiv\Lambda_0(\varepsilon)=\ln[2p/\hbar\Omega(dp/d\varepsilon)]$, а $\mathcal{E}(\varepsilon)$ — безразмерная функция, пропорциональная напряженности поля E и равная

$$\mathscr{E}(\varepsilon) = \frac{eE}{\sqrt{6\Lambda_0}\,\pi W (2N+1)\,\hbar\Omega}\left[\frac{dp}{d\varepsilon}\right]^{-2}. \qquad (6)$$

Подставляя f_1 в уравнение (2) также при $\varepsilon \gg \hbar\Omega$, для определения f_0 получим уравнение

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \frac{2\pi W \hbar\Omega}{p^2}\frac{d}{dp}\left\{\Lambda_0 p^2 \left(\frac{dp}{d\varepsilon}\right)^2 \left[\hbar\Omega\,(N + {}^1\!/_2)\,(1 + \mathscr{E}^2(\varepsilon))\,\frac{df_0}{d\varepsilon} + f_0\,(1 - \mathscr{V} f_0)\right]\right\}. \qquad (7)$$

Переходя к решению уравнения (7), допустим, что поток частиц в энергетическом пространстве равен нулю. Тогда стационарное решение уравнения (7) имеет вид

$$\mathscr{V} f_0 = \left\{1 + C \exp\left[\int\limits_0^{\varepsilon} \frac{d\varepsilon'}{\hbar\Omega\,(N + {}^1\!/_2)\,(1 + \mathscr{E}^2(\varepsilon'))}\right]\right\}^{-1}, \quad \varepsilon \gg \hbar\Omega, \qquad (8)$$

где постоянную C следует находить из условия сшивки распределения (8) с условием, имеющим место в области сравнительно малых энергий ($\varepsilon < \hbar\Omega$).

Функция распределения, описываемая при $\varepsilon \gg \hbar\Omega$ формулой (8), должна обращаться в нуль при $\varepsilon \to \infty$, а ее моменты $\int\limits_0^{\infty} d\varepsilon\,\varepsilon^n f_0(\varepsilon)$, $n = 0, 1, \ldots$ должны быть конечными величинами. Решение (8) удовлетворяет этим условиям, если функция $\mathscr{E}(\varepsilon)$ (6) при $\varepsilon \to \infty$ растет медленнее $\sqrt{\varepsilon}$, т. е. $\lim\limits_{\varepsilon\to\infty} \mathscr{E}(\varepsilon)/\sqrt{\varepsilon} = 0$. Например, в приближении $\Lambda_0(\varepsilon)=\mathrm{const}$ такое условие выполняется, если энергия электрона $\varepsilon(p)$ растет с увеличением квазиимпульса p медленнее, чем функция $p^{4/3}$. Поскольку решение (8) получено в предположении равного нулю потока частиц, отсюда следует, что явление убегания отсутствует в полярных кристаллах, когда при больших значениях квазиимпульса энергия $\varepsilon(p)$ растет медленнее, чем $p^{4/3}$. В случае максвелловского распределения электронов с температурой $\varkappa T \gg \hbar\Omega$ этот вывод сделан ранее в работе [5].

Если $\mathscr{E}(\varepsilon) \sim \sqrt{\varepsilon}$, то $f_0(\varepsilon) \to 0$ при $\varepsilon \to \infty$, однако не все моменты функции f_0 являются конечными величинами. Число конечных моментов зависит от напряженности электрического поля. В этом случае, следуя терминологии, принятой в [1], следует говорить о частично ограниченном убегании электронов.

Наконец, если $\lim\limits_{\varepsilon\to\infty} \mathscr{E}(\varepsilon)/\sqrt{\varepsilon} \to \infty$, то описываемая формулой (8) функция $f_0 \to \mathrm{const} \neq 0$ при $\varepsilon \to \infty$. В этом случае, для того чтобы $f_0 \to 0$ при $\varepsilon \to \infty$, следует, подобно тому как это делалось в теории ускорения частиц в ионизованном газе [13], строить квазистационарное решение уравнения (7) с не равным нулю потоком частиц, $S \neq 0$. В частности, такое решение следует строить в случае простейшего квадратичного закона дисперсии $\varepsilon(p) = p^2/2m$, где m — эффективная масса электрона.

Сделаем еще одно замечание об условиях применимости формул (7), (8). При их выводе считались выполненными неравенства $f_1 \ll f_0$ и $\hbar\Omega\;|df_0/d\varepsilon| \ll f_0$, которые с учетом соотношений (5), (8) имеют вид

$$\frac{(1 - \mathscr{V} f_0)}{(N + {}^1\!/_2)\,[1 + \mathscr{E}^2(\varepsilon)]}\max\left(1,\ \mathscr{E}(\varepsilon)\sqrt{\frac{3\Lambda_0}{2}}\right) \ll 1. \qquad (9)$$

Эти неравенства заведомо выполнены для всех $\varepsilon \gg \hbar\Omega$ в обсуждаемом далее пределе высоких температур $\varkappa T \gg \hbar\Omega\sqrt{\Lambda_0}$. При $\varkappa T \gg \hbar\Omega\sqrt{\Lambda_0}$, приняв распределение основной массы электронов равновесным фермиевским и сшивая с ним решение (8), сразу находим неизвестную постоянную $C = \exp(-\mu/\varkappa T)$, где μ — химический потенциал.

С целью продемонстрировать проявление сделанных здесь общих утверждений об убегании электронов приведем два примера, отвечающих наиболее часто обсуждаемым в литературе зависимостям энергии электрона от квазиимпульса. Сначала рассмотрим полупроводник с кейновским законом дисперсии электронов, когда $p^2(\varepsilon) = 2m\varepsilon(1 + \varepsilon/\varepsilon_g)$, где ε_g — ширина запрещенной зоны. Поскольку при $\varepsilon \gg \varepsilon_g$ имеем $\varepsilon \sim p$ (т. е. ε растет слабее, чем $p^{4/3}$), то убегания нет. В этом можно убедиться и непосредственно из формул (6) и (8). Действительно, вводя обозначения $b = eE\varepsilon_g/4\varkappa T\sqrt{6\Lambda_0}\pi mW$, $a=\sqrt{1+b^2}/b$ и пренебрегая зависимостью логарифма $\Lambda_0(\varepsilon)$ от энергии, из (6) и (8) находим

$$\frac{1}{\varkappa T}\int_0^{\varepsilon}\frac{d\varepsilon'}{1+\mathscr{E}^2(\varepsilon')} = \frac{\varepsilon}{\varkappa T(1+b^2)} + \frac{\varepsilon_g}{2\varkappa T(1+b^2)}\left[F\left(1+\frac{2\varepsilon}{\varepsilon_g}\right) - F(1)\right], \tag{10}$$

где функция $F(x)$ имеет вид

$$F(x) = \frac{(2+a)}{4a\sqrt{2(a+1)}}\ln\frac{ax^2 - x\sqrt{2(a+1)}+1}{ax^2+x\sqrt{2(a+1)}+1} + \frac{(2-a)}{2a\sqrt{2(a-1)}}\operatorname{arctg}\frac{ax^2-1}{x\sqrt{2(a-1)}}. \tag{11}$$

В области энергий $\varepsilon \gg \varepsilon_g$, когда $F(1+2\varepsilon/\varepsilon_g) \simeq \pi(2-a)/4a\sqrt{2(a-1)}$, функция (10) линейно растет с энергией, что приводит к экспоненциальному убыванию распределения (8), а следовательно, к отсутствию явления убегания.

Обсудим теперь особенности распределения быстрых электронов в условиях квадратичного закона дисперсии $\varepsilon(p)=p^2/2m$, когда $\varepsilon(p)$ растет быстрее $p^{4/3}$ и следует искать решение уравнения (7) с потоком $S \neq 0$. При этом для сравнения с предшественниками сначала рассмотрим случай невырожденного распределения электронов $\mathscr{V}=0$. Тогда, как и ранее, при $\varkappa T \gg \hbar\Omega\sqrt{\Lambda_0}$ и в приближении $\Lambda_0(\varepsilon)=\mathrm{const}$ отвечающее установившемуся потоку электронов квазистационарное распределение имеет вид

$$f_0(\varepsilon) = \frac{S}{8\pi^2\Lambda_0 Wm^2\hbar\Omega}\left\{\exp\left[\frac{E_c}{E}\operatorname{arc\,ctg}\left(\frac{\varepsilon E}{\varkappa TE_c}\right)\right] - 1\right\}, \tag{12}$$

где $E_c = \sqrt{6\Lambda_0}\pi mW/e$ — напряженность критического поля. Поток частиц S найдем из условия перехода при небольших ε функции (12) в равновесную максвелловскую $f_m = [n/(2\pi)^{3/2}p_T^3]\exp(-p^2/2p_T^2)$, где n — плотность электронов, $p_T^2 = m\varkappa T$. Используя определение эффективной частоты релаксации энергии электронов при рассеянии на полярных фононах $\nu_{ef}(\varkappa T) = 2\pi\Lambda_0 W\hbar\Omega\sqrt{m}(\varkappa T)^{-3/2}$, находим

$$S = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\, n\nu_{ef}(\varkappa T)\exp\left[-\frac{\pi}{2}\frac{E_c}{E}\right]. \tag{13}$$

С учетом соотношения $dn/dt = -S$ поток (13) приводит к характерному времени убегания $t_{уб} = \sqrt{\pi/2}\,\nu_{ef}^{-1}(\varkappa T)\exp[\pi E_c/2E]$. Выражение для $t_{уб}$ совпадает с полученным ранее в работе [9], если в формуле (5.1) из [9] положить $s=3/2$, $q=1/2$ и исправить выражение в показателе экспоненты, заменив $2/\pi$ на $\pi/2$. Согласно (13), в сильных полях $E \sim E_c$ время убегания становится аномально коротким $t_{уб} \sim \nu_{ef}^{-1}(\varkappa T)$. Если при выводе соотношения (13) отказаться от предположения $\Lambda_0(\varepsilon)=\mathrm{const}$, то хорошей аппроксимацией для потока является выражение, отличающееся от (13) заменой Λ_0 на $\ln[4\pi\sqrt{6}mW\varkappa T/eE\hbar\Omega]$.

Найдем теперь поток S в случае вырожденного распределения электронов. Допустим, что электрическое поле слабое и вызывает заметное отклонение $f_0(\varepsilon)$ от равновесной фермиевской лишь в области больших энергий $\varepsilon > \mu$, когда $\mathscr{V}f_0 \ll 1$. Тогда для $\varepsilon > \mu$ по-прежнему имеет место решение (12), но постоянную S следует определять, сшивая $f_0(\varepsilon)$ (12) с фермиевской. При этом находим

$$S = \frac{3}{\sqrt{8}}\, n\nu_{ef}(\mu)\exp\left[\frac{\mu}{\varkappa T} - \frac{\pi}{2}\frac{E_c}{E}\right]. \tag{14}$$

Описываемое формулой (14) увеличение потока в $(\varkappa T/\mu)^{3/2}\exp(\mu/\varkappa T) \gg 1$ раз, как уже отмечалось ранее [10], обусловлено квантовой тождественностью электронов, приводящей к относительно более эффективному заполнению состояний с высокой энергией.

В бинарных полупроводниках при достаточно большой плотности электронов возможна ситуация, когда импульс электронов релаксирует за счет рассеяния на полярных фононах, а их энергия в значительной мере перераспределяется вследствие электрон-электронных столкновений:

$$\nu_{ee} \gtrsim \nu_{ef}(\varkappa T) \gg \left(\frac{1}{2} + \frac{I}{2n}\right) \Lambda_0 \nu_{ee} \left(\frac{\hbar\Omega}{\varkappa T}\right)^2 \left(\frac{p_T}{p}\right)^2, \tag{15}$$

где $I = \int d\mathbf{p} f (1 - \mathscr{V} f)$, $\nu_{ee} = 4\pi e^4 n \Lambda_e m p_T^{-3}$, Λ_e — кулоновский логарифм. В таких условиях в правую часть уравнения (7) следует добавить электрон-электронный интеграл столкновений (см., например, [10]), равный

$$\frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p_T^3 \nu_{ee} \left[\frac{p_T^2}{p} \frac{\partial}{\partial p} f_0 + f_0 (1 - \mathscr{V} f_0)\right]. \tag{16}$$

Учет межэлектронных столкновений приводит к изменению распределения и потока убегающих электронов. В приближении постоянных логарифмов Λ_0 и Λ_e соответствующее изменение сводится к замене в формулах (6)—(8), (10)—(14) логарифма Λ_0 на сумму $\Lambda_0 + (\Lambda_e \varepsilon^*/2)\, \omega_L^2/\Omega^2$, где $\omega_L = \sqrt{4\pi e^2 n/m}$ — плазменная частота. В условиях, когда плазменная частота электронов превосходит предельную частоту оптических фононов, такое изменение приводит к увеличению напряженности критического поля, которое теперь равно $E_c \simeq \sqrt{3\Lambda_e/\varepsilon^*} \times e m \omega_L/\hbar$, а не $\sqrt{6\Lambda_0}\, e m \Omega/\hbar$, что имеет место без учета электрон-электронных столкновений.

Проведенный анализ убегания электронов в условиях произвольной степени вырождения их распределения по импульсам, а также полученные выше выражения для потоков убегающих электронов и напряженности критического поля могут быть полезны при изучении воздействия сильных электрических полей на ионные кристаллы. В частности, полученные здесь функции распределения электронов в области больших энергий [см. формулы (8) и (12)] могут служить основой для расчета физических процессов, обусловленных быстрыми электронами.

Литература

[1] Левинсон И. Б. Времена релаксации, функция разогрева и эффект убегания электронов в полупроводниках. — ФТТ, 1964, т. 6, в. 7, с. 2113—2123.

[2] Басс Ф. Г. Нелинейные гальваномагнитные явления, вольтамперные характеристики с отрицательной дифференциальной проводимостью и убегающие электроны. — ЖЭТФ, 1965, т. 48, в. 1, с. 275—289.

[3] Левинсон И. Б. Эффекты убегания горячих электронов в n-InSb при низких температурах. — ФТТ, 1965, т. 7, в. 5, с. 1362—1367.

[4] Левинсон И. Б. Подвижность горячих электронов в режиме убегания n-InSb и n-GaAs при низких температурах. — ФТТ, 1965, т. 7, в. 8, с. 2417—2422.

[5] Дыкман И. М., Томчук П. М. Функция распределения и подвижность электронов в полярных полупроводниках при непараболическом законе дисперсии. — ФТТ, 1966, т. 8, в. 5, с. 1343—1350.

[6] Матуленис А. Б., Пожела Ю. К., Реклайтис А. С. Время убегания электронов при рассеянии полярными оптическими фононами. — ФТП, 1974, т. 8, в. 9, с. 1830—1833.

[7] Матуленис А. Ю., Пожела Ю. К., Реклайтис А. С. Моделирование динамики убегания электронов многочастичным методом Монте-Карло. — ФТП, 1975, т. 9, в. 1, с. 178—180.

[8] Матуленис А. Ю., Пожела Ю. К., Реклайтис А. С. Динамика разогрева электронов в непараболической зоне полярных полупроводников. — ФТП, 1976, т. 10, в. 2, с. 280—285.

[9] Матулис А., Пирагас К. Динамика разогрева электронов в случае неудерживающего механизма рассеяния. — Лит. физ. сб., 1977, т. 17, № 5, с. 575—584.

[10] Гарасько Г. И., Урюпин С. А. Явление убегания в условиях вырожденного распределения электронов. — ФТП, 1986, т. 20, в. 8, с. 1551—1553.

[11] Басс Ф. Г., Гуревич Ю. Г. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда. М., 1975. 399 с.

[12] Григорьев Н. Н., Дыкман И. М., Томчук П. М. Функция распределения и температурная зависимость подвижности в полупроводниках $A^{III}B^{V}$. — ФТТ, 1968, т. 10, в. 4, с. 1058—1064.

[13] Гуревич А. В. К вопросу о количестве ускоряющихся частиц в ионизованном газе при различных механизмах ускорения. — ЖЭТФ, 1960, т. 38, в. 5, с. 1597—1607.

Всесоюзный электротехнический
институт им. В. И. Ленина
Москва

Получена 2.10.1986
Принята к печати 21.07.1987