

УДК 537.312.04

Ю. П. Дрожжов

ПРОВОДИМОСТЬ МНОГОДОЛИННОГО ПОЛУПРОВОДНИКА В ГРЕЮЩЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

Рассмотрено влияние рассеяния в боковые долины на проводимость полупроводника при разогреве электронов ВЧ-полем. Показано, что при определенных условиях зависимость проводимости от поля имеет падающий участок.

Введение и постановка задачи. В [1] было высказано предположение, что распространение достаточно сильной электромагнитной волны в полупроводнике со сложным законом дисперсии должно сопровождаться специфическими эффектами. В настоящей работе мы ограничимся вычислением проводимости в случае, когда особая точка является минимумом.

Ограничимся в дальнейшем случае классических полей, т. е. потребуем, чтобы были выполнены следующие неравенства:

$$\hbar\omega \ll \{T\bar{\epsilon}\}, \quad L \gg l, \quad \hbar \ll \bar{\epsilon}.$$

Здесь ω — частота внешнего поля, T — температура решетки, $\bar{\epsilon}$ — средняя энергия носителя, L — масштаб изменения поля в среде, l — длина свободного пробега по импульсу, l — наибольшая из частот соударений, входящая в задачу (в энергетических единицах).

Для вычисления проводимости можно воспользоваться методом классического кинетического уравнения. В качестве модели зоны проводимости примем зонную структуру типа n -GaAs (рис. 1). Будем считать внешние поля (постоянное магнитное и электрическое) отсутствующими. Тогда для функций распределения электронов в первой долине $f_1(\mathbf{p}, t)$ и во второй — $f_2(\mathbf{p}, t)$ можно написать следующие уравнения (обозначения стандартные):

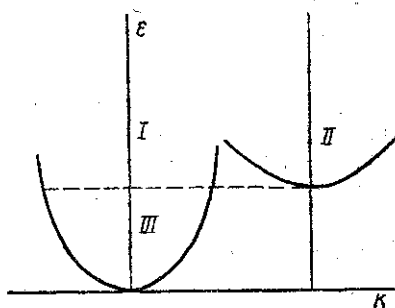


Рис. 1. Модель зонной структуры

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{r}} + e\mathbf{E} \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{p}} = \left(\frac{\partial f_1}{\partial t} \right)_{\text{ст}}$$

$$\frac{\partial f_2}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f_2}{\partial \mathbf{r}} + e\mathbf{E} \frac{\partial f_2}{\partial \mathbf{p}} = \left(\frac{\partial f_2}{\partial t} \right)_{\text{ст}}$$

Будем считать температуру решетки порядка комнатной. Тогда для электронов в первой долине интеграл столкновений запишем в следующем виде:

$$\left(\frac{\partial f_1}{\partial t}\right)_{\text{ст}} = \left(\frac{\partial f_1}{\partial t}\right)_{\rho_0} + \left(\frac{\partial f_1}{\partial t}\right)_{1 \rightarrow 2} + \left(\frac{\partial f_1}{\partial t}\right)_{11}.$$

Здесь первый член описывает рассеяние на полярных оптических фононах, второй — междолинное рассеяние, третий — межэлектронное рассеяние. Далее,

$$\left(\frac{\partial f_2}{\partial t}\right)_{\text{ст}} = \left(\frac{\partial f_2}{\partial t}\right)_{2 \rightarrow 1} + \left(\frac{\partial f_2}{\partial t}\right)_{2 \rightarrow 2}.$$

В слагаемое $\left(\frac{\partial f_s}{\partial t}\right)_{2 \rightarrow 2}$ включены механизмы рассеяния, при которых начальное и конечное состояния электрона принадлежат долинам 2.

Таким образом, необходимо решить систему интегродифференциальных уравнений для функций f_1 и f_2 . Поскольку в общем случае сделать это крайне затруднительно, проведем некоторое упрощение исходной системы уравнений.

Упрощение уравнений. Прежде всего потребуем выполнения следующих неравенств:

$$\frac{\bar{u}}{\bar{v}} \ll 1 \text{ и } \frac{\tilde{\omega} \tilde{L}}{\bar{v}} \gg 1. \quad (1)$$

Здесь \bar{u} — дрейфовая скорость, \bar{v} — тепловая скорость электронов; $\tilde{\omega} \equiv \max\{\omega, \nu\}$; \tilde{L} — характерная длина изменения поля и (или) функции распределения. В этом случае справедливо диффузионное приближение [2] и

$$f(\text{пр}t) \approx f_s(et) + f_a.$$

Здесь f_s и f_a — симметричная и антисимметричная части функции распределения: $f_a \ll f_s$. Далее пусть

$$\omega \gg \tilde{\nu}, \quad (2)$$

где $\tilde{\nu}$ — наибольшая из частот релаксации энергии в системе. Тогда в нулевом порядке по параметру $\tilde{\nu}/\omega$ симметричная часть функции распределения не зависит от времени, а зависимость от времени антисимметричной части определяется полем [2]. Если ограничиться областью не слишком слабых полей, таких, что $|\epsilon| \geq 3\hbar\omega_0$, то рассеяние на полярных оптических фононах можно считать квазиупругим. В этих условиях интеграл столкновений с полярными оптическими фононами запишется следующим образом [3]:

$$\left(\frac{\partial f_1}{\partial t}\right)_{\rho_0} = \frac{1}{g_1(\epsilon)} \frac{\partial f_1}{\partial \epsilon} \left\{ T \epsilon g_1(\epsilon) \tilde{\nu}_{\rho_0}(\epsilon) \left[\frac{\partial f_{s_1}}{\partial \epsilon} + \frac{f_{s_1}}{T} \right] \right\}. \quad (3)$$

Здесь $g_1(\epsilon)$ — плотность состояний в первой долине,

$$\tilde{\nu}_{\rho_0}(\epsilon) = \frac{eE_0 T^{-3/2}}{(2m_1 \hbar^2 \omega_0^2)^{1/2}} \left(\frac{\epsilon}{T}\right)^{-3/2} \ln \frac{4\epsilon}{\hbar\omega_0}$$

частота релаксации энергии при рассеянии на полярных оптических фононах,

$$E_0 = \frac{m_1 e \hbar \omega_0}{\hbar^2} \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0} \right).$$

Для члена, описывающего междолинное рассеяние, имеем [3]

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial f_1}{\partial t} \right)_{1 \rightarrow 2} &= \frac{D_{12}^2 (m_{2,d})^{3/2} N_{12}}{\sqrt{2} \pi \hbar^3 \rho \omega_{12}} [(\epsilon + \hbar \omega_{12} - \epsilon_0)^{1/2}] \times \\ &\times \{ e^{\hbar \omega_{12}/T} f_{s_2}(\epsilon + \hbar \omega_{12}) - f_{s_1}(\epsilon) \} + (\epsilon - \hbar \omega_{12} - \epsilon_0)^{1/2} \times \\ &\times \{ f_{s_2}(\epsilon - \hbar \omega_{12}) - e^{\hbar \omega_{12}/T} f_{s_1}(\epsilon) \}, \end{aligned} \quad (4)$$

D_{12} — константа связи между долинами, N_{12} — число фононов (равновесное) с энергией $\hbar \omega_{12}$, ρ — плотность кристалла, $m_{2,d}$ — масса плотности состояний для второй долины.

Аналогичное выражение можно записать и для $\left(\frac{\partial f_2}{\partial t} \right)_{2 \rightarrow 1}$ [3]. Конкретный вид слагаемого $\left(\frac{\partial f_2}{\partial t} \right)_{2 \rightarrow 2}$ нам в дальнейшем не понадобится.

Отметим лишь что, если не интересоваться эффектами анизотропии (учитывать неэквивалентность различных долин типа 2), то можно считать, что по порядку величины этот член является определяющим в уравнении для f_{s_2} . В результате предположений (1) и (2) мы получим систему уравнений для f_{s_1} и f_{s_2} . Функции f_{s_1} и f_{s_2} выражаются через производные по энергии и координате от $f_{s_1}^i$ и $f_{s_2}^i$. Однако, с одной стороны, решение этой системы все еще затруднительно, а, с другой стороны, существует физически реальная ситуация, в которой можно сделать определенные выводы о виде самой функции распределения. Этой ситуации отвечает случай энергетического контроля, когда $\tilde{v} \ll v_{ee} \ll v$ (v_{ee} — частота межэлектронных столкновений). В этих условиях межэлектронные столкновения приводят к установлению квазиравновесного распределения по энергии с эффективной температурой T_e . Бывают и другие условия, при которых максвелловское распределение с эффективной температурой дает удовлетворительное приближение для реальной функции распределения.

Будем считать соответствующие функции распределения максвелловскими с соответствующими температурой и нормировочной постоянной. Тогда по стандартной методике [2] можно из исходной системы уравнений получить уравнения баланса, отражающие законы сохранения числа частиц и энергии. Сделаем, наконец, последнее упрощающее предположение. Предположим, что

$$\tilde{L} \gg \tilde{l}_0. \quad (5)$$

Здесь $\tilde{l}_0 \sim \left(\frac{\kappa(T)}{n \tilde{v}(T)} \right)^{1/2}$ — длина остывания, где $\kappa(T)$ — коэффициент теплопроводности; n — концентрация электронов. В этом случае можно пренебречь в уравнениях баланса членами с пространственными производными, описывающими теплопроводность в системе. Поскольку уравнение для функции распределения имеет разный вид в областях $[0; \epsilon_0 - \hbar \omega_{12}]$ и $[\epsilon_0 - \hbar \omega_{12}; \infty]$, будем искать функцию распределения в каждой области по отдельности. При этом необходимо добавить еще условие непрерывности функции распределения в точке $\epsilon_0 - \hbar \omega_{12}$. Непрерывность производной по энергии от функции распределения получается как следствие непрерывности функции распределения и потока в энергетическом пространстве (в условиях (5) и (2)) [2; 4].

В результате перечисленных предположений исходная система уравнений преобразуется в систему алгебраических уравнений для определения трех температур и трех нормировочных постоянных соответственно в областях I, II и III (рис. 1).

$$j^\alpha E = p^\alpha(\theta_1; \theta_2; \theta_3, a_1 a_2 a_3), \quad (6)$$

$$a_1 e^{-\varepsilon_0/\theta_1} = a_3 e^{-\varepsilon_0/\theta_3}, \quad (7)$$

$$\int_{\varepsilon_0}^{\infty} \left(\frac{\partial f_2}{\partial t} \right)_{r \rightarrow 1} g_2(\varepsilon) d\varepsilon = 0, \quad (8)$$

$$\sum_{i=1}^3 \int_0^{\infty} f_i g_i(\varepsilon) d\varepsilon = (2\pi\hbar)^3 n. \quad (9)$$

Далее α принимает значения 1, 2, 3 соответственно областям I, II и III,

$$j^\alpha = \frac{2e}{3(2\pi\hbar)^3} \int_{c^\alpha}^{d^\alpha} v g_\alpha(\varepsilon) f_\alpha^\alpha(\varepsilon) d\varepsilon \quad (10)$$

плотность тока, обусловленная электронами в области α , $f_\alpha^\alpha \equiv f_\alpha^\alpha \frac{E}{|E|}$ — антисимметричная добавка к функции распределения в области α ; E — напряженность внешнего поля, $g_\alpha(\varepsilon)$ — плотность состояний в области α (в дальнейшем предполагается, что обе долины описываются квадратичным, изотропным законом дисперсии).

Произведение $j^\alpha E$ надо понимать как скалярное, усредненное по периоду внешнего поля. Постоянные c^α и d^α принимают следующие значения:

$$\alpha = 1 \quad c^1 = \varepsilon_0 \quad d^1 = \infty,$$

$$\alpha = 2 \quad c^2 = \varepsilon_0 \quad d^2 = \infty,$$

$$\alpha = 3 \quad c^3 = 0 \quad d^3 = \varepsilon_0$$

(мы пренебрегаем величинами $\frac{\hbar\omega_{12}}{\varepsilon_0}$ и $\frac{\hbar\omega_{12}}{\theta_3}$ по сравнению с единицей).

Наконец,

$$p^\alpha = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \int_{c^\alpha}^{d^\alpha} \varepsilon g_\alpha(\varepsilon) \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_\alpha d\varepsilon \quad (11)$$

есть мощность, переданная решетке электронами в области α

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_1 \equiv \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{1 \rightarrow 2} + \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{p_0}; \quad \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_2 \equiv \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{2 \rightarrow 1} + \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{2 \rightarrow 2};$$

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_3 \equiv \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{p_0}.$$

Уравнение (8) есть условие стационарности для электронов второй долины, а (9) — условие нормировки.

Преобразование уравнений баланса. Выражения, фигурирующие в уравнениях (6) — (9), легко вычисляются на основании (10), (11) и (3), (4):

$$\rho_{1 \rightarrow 2} = \tilde{v}_{12} \frac{2m_1^{3/2} \varepsilon_0^{5/2} \Gamma(3/2)}{\sqrt{2} \pi^2 \hbar^3} \left[a_2 e^{-\varepsilon_0/\theta_2} G\left(\frac{3}{2}; 4; \frac{\varepsilon_0}{\theta_2}\right) - a_1 \frac{e^{\frac{\hbar\omega_{12}}{\theta_1}} + e^{\frac{\hbar\omega_{12}}{T}} - \frac{\hbar\omega_{12}}{\theta_1}}{1 + e^{\frac{\hbar\omega_{12}}{T}}} e^{-\varepsilon_0/\theta_1} G\left(\frac{3}{2}; 4; \frac{\varepsilon_0}{\theta_1}\right) \right] + O\left(\frac{\hbar\omega_{12}}{\varepsilon_0}\right). \quad (12)$$

Здесь G — вырожденная гипергеометрическая функция второго рода, $\rho_{2 \rightarrow 1}$ получается из $\rho_{1 \rightarrow 2}$ заменой $\theta_1 \rightarrow \theta_2$; $\theta_2 \rightarrow \theta_1$ и

$$G\left(\frac{3}{2}; 4; \frac{\varepsilon_0}{\theta}\right) \rightarrow G\left(\frac{5}{2}; 4; \frac{\varepsilon_0}{\theta}\right).$$

Здесь

$$\tilde{v}_{12} = \frac{D_{12}^2 (m_2, d)^{3/2} \varepsilon_0^{1/2}}{\sqrt{2} \pi \hbar^3 \rho \omega_{12}} (2N_{12} + 1).$$

Поскольку столкновения с полярными оптическими фононами квазиупруги, для $\rho_3 \equiv \rho_{p0}$, можно воспользоваться стандартным выражением [2]:

$$\rho_3 \equiv \rho_{p0} = n_3 \tilde{v}_{p0}(\theta_3) (\theta_3 - T), \quad (13)$$

$$\tilde{v}_{p0}(\theta_3) = -\frac{2}{(2\pi\hbar)^3 h_3} \int_0^{\varepsilon_0} \tilde{v}_{p0}(\varepsilon) \varepsilon g_1(\varepsilon) \frac{df_{s_3}}{d\varepsilon} d\varepsilon, \quad (14)$$

аналогично для ρ_{p0} в области I

$$\rho_{p0} = h_1 \tilde{v}_{p0}(\theta_1) (\theta_1 - T) \quad (15)$$

$\tilde{v}_{p0}(\theta_1)$ получается из $\tilde{v}_{p0}(\theta_3)$ заменой индекса в (14) и пределов интегрирования.

Мощность, переданную от поля электронам, можно записать в виде

$$jE = \text{Re } \sigma |E|^2.$$

Здесь действительная часть электропроводности $\text{Re } \sigma$ выражается стандартным образом через $f_{s\alpha}$

$$\text{Re } \sigma_\alpha = -\frac{2}{3} \frac{e^2}{(2\pi\hbar)^3} \int_{c\alpha}^{d\alpha} \frac{v_\alpha}{v_\alpha^2 + \omega^2} v^2 g_\alpha \frac{df_{s\alpha}}{d\varepsilon} d\varepsilon. \quad (16)$$

Через v_α здесь обозначены частоты релаксации импульса в области α :

$$v_1 = v_{p0} + \tilde{v}_{12} \frac{N_{12} \varepsilon_0^{-1/2}}{2N_{12} + 1} \left[(\varepsilon + \hbar\omega_{12} - \varepsilon_0)^{1/2} + e^{\frac{\hbar\omega_{12}}{T}} (\varepsilon - \hbar\omega_{12} - \varepsilon_0)^{1/2} \right], \quad (17)$$

$$v_2 = v_{22} + \Psi v_{12} \left[(\varepsilon + \hbar\omega_{12})^{1/2} + e^{\frac{\hbar\omega_{12}}{T}} (\varepsilon - \hbar\omega_{12})^{1/2} \right], \quad (18)$$

$$v_3 = v_{p0}, \quad (19)$$

где $\nu_{12} = \tilde{\nu}_{12} N_{12} / (2N_{12} + 1)$; ν_{22} — частота релаксации импульса при рассеянии $2 \rightarrow 2$ ν_{p0} — частота релаксации импульса при рассеянии на полярных оптических фононах,

$$\nu_{p0} = \frac{2eE_0}{\hbar\omega_0 \sqrt{2m_1 T}} \left(\frac{\varepsilon}{T} \right)^{-1/2} \ln \frac{4\varepsilon}{\hbar\omega_0}. \quad (20)$$

В дальнейшем рассмотрим два предельных случая для каждой из областей: $\omega \gg \nu_\alpha$ (в этом случае будем ставить индекс +) и $\omega \ll \nu_\alpha$ (индекс —).

Введем безразмерные энергии и температуры, полагая $x \equiv \frac{\varepsilon}{T}$; $x_0 \equiv \frac{\varepsilon_0}{T}$; $x_{12} \equiv \frac{\hbar\omega_{12}}{T}$ и $\vartheta_\alpha \equiv \frac{\theta_\alpha}{T}$, а также параметр

$$E_{\vartheta_\alpha}^{\pm 1} = \left(\frac{3m_\alpha T \tilde{\nu}_{p0}^0 \omega^{1 \pm 1}}{4e^2 \nu_\alpha^{0 \pm 1}} \right)^{1/2}. \quad (21)$$

Эта величина определяет характерный масштаб для поля в соответствующей области. Тогда полевой член в уравнениях баланса в каждой области можно записать в виде

$$j^\alpha E = \tilde{\nu}_{p0}^0 T \eta_\alpha^\pm \frac{a_\alpha}{c_M} \varphi_\alpha^\pm(\vartheta_\alpha) \frac{|E|^2}{(E_{\vartheta_\alpha}^\pm)^2}. \quad (22)$$

Функции φ_α^\pm имеют следующий вид:

$$\varphi_\alpha^\pm = \frac{1}{a_\alpha \vartheta_\alpha} \int_{c_\alpha}^{d_\alpha} g_\alpha(x) \nu_\alpha^{\pm 1}(x) f_{s_\alpha} dx. \quad (23)$$

Полученные выражения должны быть подставлены в уравнения (6) — (9). Мы не приводим окончательный вид системы (6) — (9) ввиду крайней громоздкости полученных формул.

В (22)

$$\eta_\alpha^\pm \equiv \frac{|E|^2}{(E_{\vartheta_\alpha}^\pm)^2} \quad \text{и} \quad C_M \equiv \frac{n(2\pi\hbar^2)^{3/2}}{2(m_1 T)^{3/2}}.$$

Решение системы уравнений. В общем случае решение системы (6) — (9) определяется значениями всех параметров, характеризующих систему. Будем считать, что в области I доминируют переходы из первой долины во вторую. Для долин типа 2 определяющими являются, по-видимому, переходы между эквивалентными долинами [5]. Поэтому разумно предположить, что выполняется следующее неравенство:

$$\nu_{p0}^0 \ll \nu_{12} \ll \nu_{22}^0. \quad (24)$$

Заметим, что эффективные массы в вышележащих долинах, как правило, превосходят таковые в нижних долинах. Из (21) следует, что в уравнении баланса энергии мы можем пренебречь полевым членом в области II, ограничившись полями, меньшими $E_{\vartheta_\alpha}^\pm$. В силу (24) уравнение баланса в этой области принимает вид

$$p_{22} = 0.$$

Решение этого уравнения есть $\vartheta_2 = 1$. Это справедливо, однако, лишь если отсутствует разогрев электронов в области I, т. е. при полях меньших $E_{\sigma_1}^{\pm}$. В противном случае электроны во второй долине разогреваются за счет междолинных переходов $1 \rightarrow 2$.

Если считать, что амплитуда внешнего поля меньше $E_{\sigma_1}^{\pm}$, то в области I уравнение баланса принимает вид (с учетом (24)):

$$p_{1 \rightarrow 2}(\vartheta_1; \vartheta_2 = 1) = 0,$$

откуда, пользуясь (12), получаем $\vartheta_1 = 1$. Итак, если считать, что $|\mathbf{E}| < E_{\sigma_1}^{\pm}$, то система (6) — (9) преобразуется к следующему виду:

$$(1 - e^{-x_0/\vartheta_3})(\vartheta_3 - 1) = \varphi_3^{\pm}(\vartheta_3)\eta_3^{\pm}, \quad (25)$$

$$a_3 e^{-x_0/\vartheta_3} = a_1 e^{-x_0} \quad (26)$$

$$\frac{a_1}{a_3} x_0^{3/2} e^{-x_0} G\left(1; \frac{5}{2}; x_0\right) - \frac{\sqrt{\pi}}{2} 2x_0^{3/2} \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\Phi(\sqrt{y})}{\sqrt{y}} \right] \Big|_{\frac{x_0}{\vartheta_3}} + \frac{a_1}{a_3} \frac{e^{-x_0}}{\gamma} \frac{\sqrt{\pi}}{2} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{C_M}{a_3} \quad (27)$$

$$\Phi(\sqrt{y}) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{y}} e^{-x^2} dx.$$

В дальнейшем ограничимся рассмотрением двух случаев.

При $\omega \ll v_{p0}^0$ мы имеем (из (25) и (23))

$$\eta = \frac{x_0 y - y^2}{2x_0^2 \left[1 - \frac{1}{e^y - 1} \left(y + \frac{y^2}{2} \right) \right]} \quad (28)$$

Здесь

$$y \equiv \frac{x_0}{\vartheta_3} = \frac{\varepsilon_0}{\theta_3}.$$

При $\omega \gg v_{p0}^0$ получаем аналогичным образом

$$\eta = \frac{x_0 - y}{2x_0^2 \left[1 - \frac{y}{e^y - 1} \right]} \quad (29)$$

Зависимости (28) и (29) (при $x_0 = 14$) приведены на рис. 2. Из (26) и (27) можно получить

$$n_2 \approx \frac{n}{x_0^{3/2} \gamma f(y) + 1} \quad (30)$$

Здесь n_2 — концентрация электронов в долине 2.

Выражение (30) справедливо, если $\sqrt{x_0} \gamma \ll 1$. (В этом случае можно пренебречь электронами в области I.) Аналогично

$$n_3 \approx n - n_2. \quad (31)$$

Теперь легко вычислить электропроводность полупроводника при $\omega \ll v_{p0}^0$ и $\omega \gg v_{p0}^0$

$$\sigma = \sigma_{po} \frac{n_2}{n} \gamma \frac{x_0^2}{y^2} \left[e^y - 1 - y - \frac{y^2}{2} \right], \quad (32)$$

$$\operatorname{Re} \sigma = \frac{(v_{po}^0)^2}{\omega^2} \sigma_{po} \frac{n_2}{n} \frac{\gamma x_0}{y} [e^y - 1 - y], \quad (33)$$

$$\operatorname{Im} \sigma = \frac{e^2 n}{m_1 \omega} \left(1 - \frac{n_2}{n} \right). \quad (34)$$

Здесь σ_{po} — проводимость в низкочастотном слабом поле при $T = T_0$. При выводе (32) — (34) мы пренебрегли вкладом в проводимость

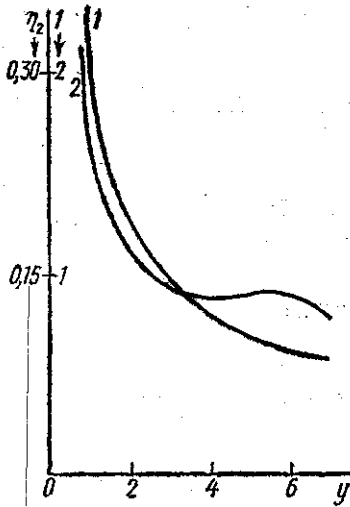


Рис. 2. Зависимость $\eta(y)$ при $\omega \gg v$ (1) и при ω (2)

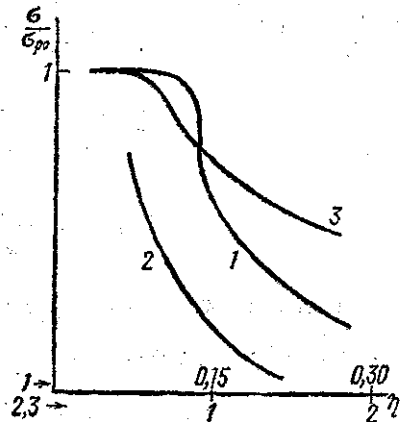


Рис. 3. Зависимость проводимости от величины поля (1) при $\omega \ll v$, действительной (2) и мнимой частей проводимости (3) при $\omega \gg v$

электронов в долине 2 (большая масса) и в области 1 (малая концентрация). Учитывая (28) и (29) из (32) — (34) можно получить $\sigma(E)$ в каждом случае. Эти зависимости приведены на рис. 3. При расчете использовались параметры n — GaAs: $m_1 = 0,072 m_0$, $m_{2,a} = 1,2 m_0$; $e_0 = 0,36$ эВ; $T = 300$ К. Если принять для $v \sim 10^{13}$ с⁻¹, $\tilde{v} \sim 10^{11}$ с⁻¹, то при тех же параметрах получим, что характерный масштаб для поля в области III $E_0^* \sim 10^{-1}$ кв/см.

Обсуждение результатов. Как видно из рис. 2, сильное (в смысле (24)) рассеяние в вышележащие долины играет роль удерживающего механизма для рассеяния PO/PO [6; 7]. Поэтому в случае $\omega \ll v_{po}$ температура, а следовательно и проводимость, как функция поля будет испытывать скачок первого рода [2]. Конкурирующим механизмом может быть эффект непараболичности центральной долины [8]. Однако по оценкам, приведенным в [8], непараболичность существенна при энергиях порядка $E_g/3$. В случае же рассеяния в боковые долины эта энергия порядка $e_0/4$, что значительно меньше для ряда полупроводников. Таким образом, междолинное рассеяние доминирует в выделенном нами интервале полей. Как и следовало ожидать, для $\sigma(E)$ получились характерные зависимости с падающими участками. Необходимо отме-

туть, что поведение соответствующих кривых в области малых полей $\left(\frac{\varepsilon_0}{\theta_0} \sim \frac{\varepsilon_0}{\hbar\omega_{j2}} \right)$ плохо описывается изложенной выше теорией, поскольку в этой области максвелловское распределение не является хорошим приближением для реальной функции распределения.

Автор глубоко признателен В. Л. Бонч-Бруевичу за предложенную тему и постоянное внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бонч-Бруевич В. Л., Дрожжов Ю. П. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон.», 1977, 18, № 4.
2. Басс Ф. Г., Гуревич Ю. Г. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводника и газового разряда. М., 1975.
3. Конуэлл Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. М., 1970.
4. Давыдов Б. И., Шмушкевич И. М. «Успехи физических наук», 1940, 24, 21.
5. Vassell M. O., Copwell E. M. «Phys. Lett.», 1966, 21, 612.
6. Левинсон И. Б. «Физика твердого тела», 1964, 6, 2113.
7. Погребняк В. А. «Физика твердого тела», 1970, 12, 3094.
8. Matz D. «J. Phys. Chem. of Solids.», 1967, 28, 373.

Поступила в редакцию
6.4 1977 г.
Кафедра
физики полупроводников