

## ДРЕЙФОВАЯ СКОРОСТЬ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В БОГАЩЕННЫХ СЛОЯХ ПРИ НЕТЕМПЕРАТУРНОМ ХАРАКТЕРЕ ИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ЭНЕРГИИ

Вагидов Н. З., Грибников З. С., Иващенко В. М.

Путем монте-карловского машинного моделирования движения электронов в приповерхностных обогащенных слоях, поле в которых находилось самосогласованно (с помощью метода макрочастиц), найдена полевая зависимость дрейфовой скорости электронов (вдоль поверхности), а также рассчитаны координатные зависимости полной концентрации электронов и не совпадающие с ними зависимости концентрации  $\Gamma$ - и  $L$ -электронов в GaAs. Существенно нетемпературный характер распределения электронов по энергии в сочетании с учетом влияния поперечного поля обогащенного слоя приводит к заметному превышению дрейфовой скорости в обогащенном слое по сравнению со случаем однородного полупроводника (в области пиковых значений и на падающей ветви). Это превышение связано с более замедленным переходом под влиянием разогрева электронов из  $\Gamma$ -долины в  $L$ -долину.

1. Данная работа посвящена сравнению дрейфовых скоростей горячих электронов в однородных чистых полупроводниках и в обогащенных слоях (ОС), прижатых к свободной поверхности или к поверхности резкого гетероперехода. Обычно при таких сравнениях обращают внимание на эффекты квантования и статистического вырождения электронов в ОС [1], а также на усложнение спектра фононов около поверхности или гетероперехода и перенормировку там электрон-фононного взаимодействия.

Здесь рассмотрен еще один эффект, обычно ускользающий от внимания, а именно перераспределение электронов по энергии при их движении в электрическом поле ОС (в условиях полной тождественности механизмов рассеяния в сравниваемых ситуациях). Поскольку далее рассматриваются значительные греющие поля  $E$  (при которых дрейфовая скорость электронов в арсениде галлия и аналогичных ему материалах достигает пикового значения и затем спадает с ростом  $E$ ), эффекты квантования и вырождения становятся незначительными. Пренебрежем также возможным различием рассеяния в глубине полупроводника и около его поверхности, с тем чтобы получить рассматриваемый эффект в «чистом» виде.

В ОС ( $x > 0$ ) около внешней поверхности (или  $n^+ - n$ -гетероперехода) на электрон действует электрическое поле со стороны полевого электрода или находящихся при  $x < 0$  понижированных доноров, прижимающее электроны к поверхности. Интегралом бездиссипативного движения электрона в этом поле является полная энергия  $\eta$ , равная сумме кинетической ( $\epsilon$ ) и потенциальной  $[\varphi(x)]$  энергий, так что сама кинетическая энергия, определяющая вероятность рассеяния электрона различными рассеивателями, непрерывно изменяется. Поэтому кинетические свойства прижатого к поверхности электронного газа, вообще говоря, отличны от аналогичных свойств однородного газа при тождественности всех прочих данных. Это различие устраняется в единственном случае, если энергетическое распределение электронов описывается электронной температурой, которая в сравниваемых случаях одинакова при одинаковых греющих полях  $E$  (в ОС греющее поле  $E$  направлено вдоль поверхности; спектр электронов предполагается изотропным). Поэтому изучаемый эффект обязан

своим существованием заметному отклонению реальных распределений электронов по энергии от температурного.

Далее описано два подхода. В разделах 2 и 3 рассмотрен аналитический расчет, выполненный в диффузионном приближении и хорошо проясняющий качественную сторону явления, а также те трудности, которые возникают при его аналитической оценке. Главное содержание работы изложено в разделах 4 и 5 в виде результатов машинного моделирования движения электронов ОС для материала с параметрами GaAs (в приближении GLX-модели), дающих достаточно точную количественную оценку.

2. В диффузионном приближении задача о транспорте электронов в ОС сводится к решению уравнения непрерывности потока электронов с энергией  $\epsilon$ , имеющего продольную составляющую  $j_z(\epsilon, x)$  и поперечную —  $j_x(\epsilon, x)$ :

$$-eE \frac{\partial j_z}{\partial \epsilon} + \frac{\partial j_x}{\partial x} + \frac{\partial \varphi}{\partial x} \frac{\partial j_x}{\partial \epsilon} = S\{f\}, \quad (1)$$

где  $f = f(\epsilon, x)$  — изотропная составляющая функции распределения,

$$j_z(\epsilon, x) = g(\epsilon) D(\epsilon) eE \frac{\partial f}{\partial \epsilon},$$

$$j_x(\epsilon, x) = -g(\epsilon) D(\epsilon) \left( \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{d\varphi}{dx} \frac{\partial f}{\partial \epsilon} \right),$$

$g(\epsilon)$  — плотность состояний в зоне проводимости,  $D(\epsilon)$  — коэффициент диффузии (для электронов с данной энергией  $\epsilon$ ),  $S\{f\}$  — усредненный по поверхности равной энергии интеграл столкновений, умноженный на  $g(\epsilon)$ . В используемом в данном разделе для простоты квазиупругом приближении

$$S\{f\} = \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left[ g(\epsilon) I(\epsilon) \left( T \frac{\partial f}{\partial \epsilon} + f \right) \right], \quad (2)$$

$T$  — температура решетки,  $I(\epsilon)$  — мощность энергообмена электрона с решеткой. Уравнение (1) дополняется уравнением Пуассона, определяющим  $\varphi(x)$ ,

$$-\kappa \frac{d^2 \varphi}{dx^2} = e^2 \int_0^{\infty} g(\epsilon) f(\epsilon, x) d\epsilon, \quad (3)$$

где  $\kappa$  — диэлектрическая проницаемость; полупроводник предполагается чистым, так что иным зарядом, кроме электронного, в правой части (3) пренебрегаем.

От переменных  $x, \epsilon$  ( $x > 0, \epsilon > 0$ ) в (1)–(3) удобно перейти к переменным  $x, \eta = \epsilon + \varphi(x)$ ; при этом  $\frac{\partial}{\partial \epsilon} \rightarrow \frac{\partial}{\partial \eta}$ ,  $\frac{\partial}{\partial x} \rightarrow \frac{\partial}{\partial x} - \frac{d\varphi}{dx} \frac{\partial}{\partial \eta}$ . Уравнение (1) принимает вид

$$\frac{\partial j_x}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ -A_1(\eta - \varphi) \frac{\partial f}{\partial \eta} + A(\eta - \varphi) f \right], \quad (4)$$

где  $A_1(\epsilon) = A(\epsilon) T + e^2 E^2 g(\epsilon) D(\epsilon)$ ,  $A(\epsilon) = g(\epsilon) I(\epsilon)$ . Предположим, что в пределах обогащенного слоя  $f(\eta, x)$  слабо зависит от  $x$  (т. е. поперечное движение приближенно консервативно):

$$f(\eta, x) \approx F(\eta). \quad (5)$$

Тогда, интегрируя (4) по  $x$  в пределах слоя, т. е. от  $x=0$  до  $x=x(\eta)$  [где  $x(\eta)$  определяется условием  $\eta - \varphi(x(\eta)) = 0$ ], и полагая отсутствие электронов в объеме, имеем

$$\frac{d}{d\eta} \left[ A_{1s}(\eta) \frac{dF}{d\eta} + A_s(\eta) F(\eta) \right] + j_x(\eta, 0) = 0, \quad (6)$$

где

$$A_{1s}(\eta) = \int_0^{x(\eta)} A_1(\eta - \varphi(x)) dx,$$

$$A_s(\eta) = \int_0^{x(\eta)} A(\eta - \varphi(x)) dx.$$

Поток  $j_x(\eta, 0)$  равен 0 при достаточно малых значениях  $\eta$ , когда термоэмиссией и туннелированием через поверхностный барьер или гетеробарьер можно пренебречь. Приняв это предположение и учитывая отсутствие потока электронов вдоль оси  $\eta$ , получим из (6)

$$F(\eta) = F(0) \exp\left(-\int_0^{\eta} \frac{A_s(\eta')}{A_{1s}(\eta')} d\eta'\right). \quad (7)$$

Функция (7) является аналогом функции Давыдова—Дрюйвестейна, но отличается от нее тем, что вместо кинетической энергии в ней фигурируют полная энергия  $\eta$  и усредненные по толщине слоя ее функции  $A_s(\eta)$  и  $A_{1s}(\eta)$ . Вычислить (7) можно, лишь зная эти последние, для чего необходимо знать  $\varphi(x)$ , т. е. решить (3), которое после подстановки в него [с учетом (5)] функции (7) становится интегродифференциальным. Нетрудно убедиться в том, что уравнение (3) легко решается только при наличии между  $A(\varepsilon)$  и  $A_1(\varepsilon)$  [а следовательно, между  $A_s(\eta)$  и  $A_{1s}(\eta)$ ] прямой пропорциональности:  $A(\varepsilon) = \beta A_1(\varepsilon)$ , что означает введение электронной температуры  $\beta^{-1}$ . При этом (как и в равновесном случае)  $\varphi(x) = \frac{2}{5} \ln\left(1 + \frac{1}{2} eE_0\beta x\right)$ , где  $E_0$  — напряженность поперечного электрического поля при  $x=0$ , определяющего полный заряд ОС (на единицу поверхности). Задание поля  $E_0$  определяет постоянную интегрирования  $F(0)$  в (7) в общем случае.

3. Интегрируя  $j_x(\varepsilon, x)$  по  $\varepsilon$  и  $x$ , получим выражение для дрейфовой скорости электронов ОС

$$V_d(E) = -eE \frac{\int_0^{\infty} d\eta B_s(\eta) \frac{dF}{d\eta}}{\int_0^{\infty} d\eta g_s(\eta) F(\eta)}, \quad (8)$$

где

$$B_s(\eta) = \int_0^{x(\eta)} B(\eta - \varphi(x)) dx = \int_0^{\eta} B(\eta') d\eta' / eE_s(\eta - \eta'),$$

$$g_s(\eta) = \int_0^{x(\eta)} g(\eta - \varphi(x)) dx = \int_0^{\eta} g(\eta') d\eta' / eE_s(\eta - \eta').$$

$B(\varepsilon) = g(\varepsilon) D(\varepsilon)$ ,  $E_s(\varphi)$  — поперечное поле в ОС:  $E_s(\varphi) = \frac{1}{e} \frac{d\varphi}{dx}$ , вычисленное в точке с заданным значением  $\varphi$ , причем  $E_s(0) = E_0$ . Скорость  $V_d(E)$ , найденную по формуле (8), следует сравнить с дрейфовой скоростью в однородном полупроводнике:

$$v_d(E) = -eE \frac{\int_0^{\infty} d\varepsilon B(\varepsilon) \frac{df_0}{d\varepsilon}}{\int_0^{\infty} d\varepsilon g(\varepsilon) f_0(\varepsilon)}, \quad (9)$$

где  $f_0(\varepsilon) = f_0(0) \exp\left(-\int_0^\varepsilon \frac{A(\varepsilon') d\varepsilon'}{A_1(\varepsilon')}\right)$ . Нетрудно увидеть, что формула (8) полу-

чается из (10) посредством механической замены  $B(\varepsilon)$ ,  $g(\varepsilon)$ ,  $A(\varepsilon)$ ,  $A_1(\varepsilon)$  на  $B_s(\varepsilon)$ ,  $g_s(\varepsilon)$ ,  $A_s(\varepsilon)$ ,  $A_{1s}(\varepsilon)$ . Для реализации формулы (9) необходимо, как уже отмечалось, знание  $E_s(\varphi)$ . В этом единственном случае, когда уравнение (8) легко интегрируется [при  $A(\varepsilon) = \beta A_1(\varepsilon)$ ], имеем  $E_s(\varphi) = E_0 e^{-\beta\varphi/2}$ ; при этом  $V_d(E) \equiv v_d(\varepsilon)$ . Во всех иных случаях эти величины, вообще говоря, различны, причем  $V_d(E)$  является функцией поверхностного поля  $E_0$ , определяющего заряд ОС, т. е.  $V_d(E) = V_d(E; E_0)$ .

Оценим здесь лишь предельное значение  $V_d^{(l)}(E)$ , получаемое в результате замены в (8)  $E_s(\varphi)$  некоторым постоянным полем  $\bar{E}_s$ . Поскольку после такой замены сама величина  $\bar{E}_s$  из формулы (8) выпадает, не существует проблемы ее выбора. Сравним  $v_d(E)$  и  $V_d^{(l)}(E)$  для следующей модели, находящей приближенное обоснование в случае двухдолинного полупроводника, в котором дно «тяжелых» долин ( $L$ ) выше дна «легкой» долины ( $\Gamma$ ) на величину  $\delta$ . При этом

$$g(\varepsilon) = g_\Gamma \sqrt{\varepsilon} + g_L \sqrt{\varepsilon - \delta} \Theta(\varepsilon - \delta),$$

$$\int_0^\varepsilon g(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{2}{3} [g_\Gamma \varepsilon^{3/2} + g_L (\varepsilon - \delta)^{3/2} \Theta(\varepsilon - \delta)], \quad (10)$$

где  $\Theta(x) = 1$  при  $x > 0$ ,  $0$  при  $x < 0$ ,  $g_L/g_\Gamma = \nu (m_L/m_\Gamma)^{3/2} \gg 1$ ,  $\nu$  — число  $L$ -долин,  $m_\Gamma$  и  $m_L$  — массы плотности состояний в  $\Gamma$ - и  $L$ -долинах. Для  $B(\varepsilon)$  примем огрубленный «закон»

$$B(\varepsilon) = B(\delta) (\varepsilon/\delta)^{1+s} \Theta(\varepsilon - \delta), \quad (11)$$

т. е. при подсчете дрейфовой скорости учтем лишь поток электронов в  $\Gamma$ -долине и только при  $\varepsilon < \delta$ . При этом полагается, что «подключение» рассеяния в  $L$ -долину с большой плотностью состояний приводит к резкому уменьшению эффективного времени релаксации. Показатель  $s$  в (11) характеризует рассеяние в  $\Gamma$ -долине при  $\varepsilon < \delta$ ; при  $s=0$  длина свободного пробега не зависит от энергии. Ситуации роста этой длины с энергией  $\varepsilon$  (имеющей место в GaAs) отвечает  $s > 0$ .

Наконец, для функции распределения  $f_0(\varepsilon)$  примем модельный двухтемпературный вид

$$f_0(\varepsilon) = f_0(0) \exp[-\beta\varepsilon - (\beta_1 - \beta)(\varepsilon - \delta) \Theta(\varepsilon - \delta)], \quad (12)$$

где  $\beta^{-1}$  — температура при  $\varepsilon < \delta$ , а  $\beta_1^{-1}$  — температура при  $\varepsilon > \delta$ . В оценках будем принимать  $\beta^{-1} = T + \alpha E^2$ ,  $\beta_1^{-1} = T + \alpha_1 E^2$ , причем  $\alpha_1 \ll \alpha$ . Этому виду  $f_0(\varepsilon)$  отвечает более замысловатый вид функции  $F(\gamma)$ , которую запишем в похожей форме

$$F(\gamma) = F(0) \exp[-\beta\gamma - (\gamma(\gamma) - \beta)(\gamma - \delta) \Theta(\gamma - \delta)], \quad (13)$$

где  $\beta < \gamma(\gamma) < \beta_1$ , т. е. при  $\gamma > \delta$  температурный вид утрачен.

Предположим сначала, что из-за сильной энергетической релаксации электроны вовсе не проникают за порог  $\delta$  [что соответствует случаю  $\beta_1 = \infty$ ,  $\gamma(\gamma) = \infty$ ]. Тогда обе сравниваемые скорости сначала растут омически с ростом  $E$ , а затем, пройдя через максимум вблизи  $\beta\delta \sim 1$ , спадают с ростом  $E$ , как  $E^{-1}$ . Их отношение, равное 1 лишь в пределе  $E \rightarrow 0$ , при всех конечных полях отлично от 1:

$$\frac{V_d^{(l)}}{v_d} = \frac{3}{2(2+s)} \frac{\int_0^\delta \varepsilon^{2+s} e^{-\beta\varepsilon} d\varepsilon}{\int_0^\delta \varepsilon^{1+s} e^{-\beta\varepsilon} d\varepsilon} \frac{\int_0^\delta \varepsilon^{1/2} e^{-\beta\varepsilon} d\varepsilon}{\int_0^\delta \varepsilon^{1/2} e^{-\beta\varepsilon} d\varepsilon}. \quad (14)$$

При  $\beta\delta \gg 1$  имеем  $V_d^{(l)}/v_d = 5/2 (3+s)$ , т. е. при  $s \geq 0$  дрейфовая скорость на нисходящей ветви в ОС ниже, чем в однородном случае.

Учтем теперь при подсчете  $v_L$  конечное значение температуры  $\beta_1^{-1}$ , которое прежде всего проявится в знаменателе формулы (9): из-за резкого роста плотности состояний  $g(\varepsilon)$  при  $\varepsilon > \delta$  [см. (10)] в однородном материале следует учесть уменьшение числа электронов в  $\Gamma$ -долине с энергией  $\varepsilon < \delta$ . При этом

$$\text{в (14) следует вместо } \int_0^{\delta} \varepsilon^{1/2} d\varepsilon e^{-\beta_1 \varepsilon} \text{ подставить } \int_0^{\delta} \varepsilon^{1/2} d\varepsilon e^{-\beta_1 \varepsilon} + \nu \left( \frac{m_L}{m_V} \right)^{3/2} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{e^{-3\delta}}{\beta_1^{3/2}}.$$

В пределе  $\beta_1 \delta \gg 1$  это увеличивает  $V_d^{(1)}/v_d$  на множитель  $1 + \nu \frac{3\sqrt{\pi}}{4} \left( \frac{m_L}{m_V \beta_1 \delta} \right)^{3/2}$ .

При полях, в которых достигается пиковое значение дрейфовой скорости,  $\beta_1 \approx 1/T$ , так что данная поправка тем выше, чем выше температура. При  $\nu=4$ ,  $m_L/m_V=0.222/0.067$ ,  $1/\beta_1 \delta = 0.025/0.33$  этот множитель равен  $\sim 1.5$ , т. е. увеличение отношения  $V_d^{(1)}/v_d$  за счет учета в (9) перехода электронов в  $L$ -долину делает его (при  $s=0$ ) заметно бóльшим 1 ( $\sim 1.3$ ).

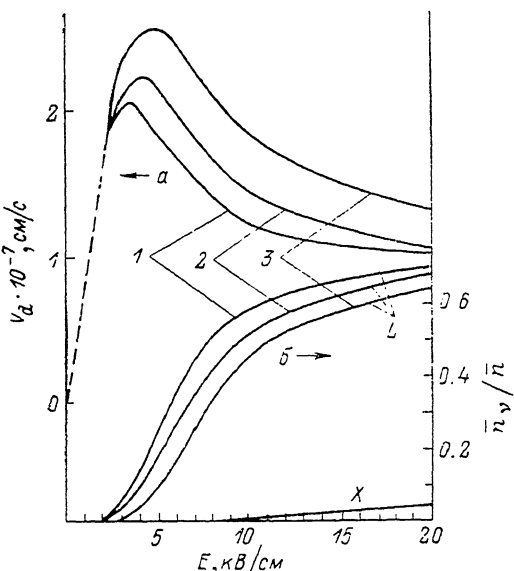


Рис. 1. Зависимости от тянущего поля  $E$  дрейфовой скорости электронов в ОС (а) и средней заселенности  $L$ - и  $X$ -долин (б) GaAs.  $T=300$  К. 1 — объемные значения;  $N_v$ , см $^{-3}$ : 2 —  $2 \cdot 10^{14}$ , 3 —  $10^{15}$ .

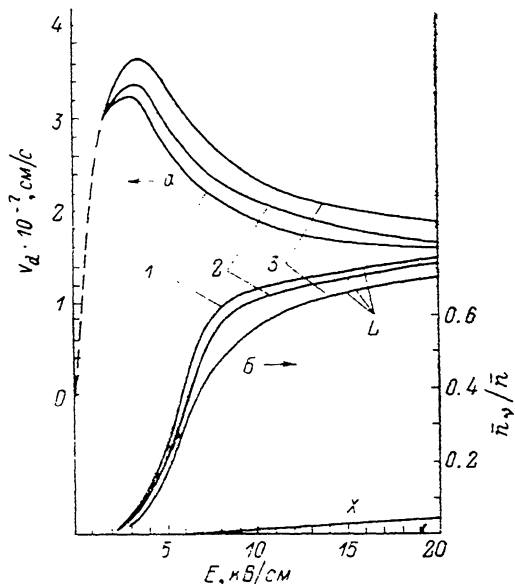


Рис. 2. То же, что на рис. 1;  $T=77$  К.

Приведенные оценки показывают следующее: 1) дрейфовая скорость горячих электронов в ОС может заметно отличаться от  $v_L(E)$ ; 2) существуют различные факторы, как уменьшающие, так и увеличивающие ее; 3) аналитический расчет, неизбежно использующий различные приближения [здесь — диффузионное приближение, квазиупругое рассеяние, замена  $V_L(E, E_0)$  на  $V_d^{(1)}(E)$ ], по-видимому, не может дать точного результата, так что более корректная и трудоемкая, чем выше, аналитическая реализация формул (8) и (9) неоправдана.

4. Эти соображения побудили нас к прямому монте-карловскому моделированию движения электронов ОС, причем поперечные поля находились самосогласованно с распределением электронов по энергии и координате путем использования метода макрочастиц [2]. Моделирование в GaAs выполнено для двух температур решетки (300 и 77 К), причем учтены рассеяние на деформационном потенциале акустических фононов (оказавшееся практически несущественным), поляризационном потенциале продольных оптических фононов, а также междолинное рассеяние ( $GL$ ,  $GX$ ,  $LX$ ,  $LL$ ,  $XX$ ). Не учитывались рассеяние на ионизированных примесях (последние могли находиться только вне ОС), а также электрон-электронное рассеяние и экранирование. Вклад последних может быть корректно учтен только после их прямого включения в задачу

моделирования, что пока лишь предстоит. Зонные параметры и параметры рассеяния, использованные в расчете, целиком совпадают с традиционным для западной литературы набором из работы [3]. Поверхностный барьер (гетеробарьер) предположен бесконечно высоким, т. е. никакая эмиссия электронов вовне не учитывалась.

На рис. 1, а приведены зависимости  $V_d(E)$  для  $T=300$  К и двух значений поверхностной концентрации  $N_s$  электронов в ОС ( $2 \cdot 10^{11}$  и  $10^{12}$  см $^{-2}$ ) в сравне-

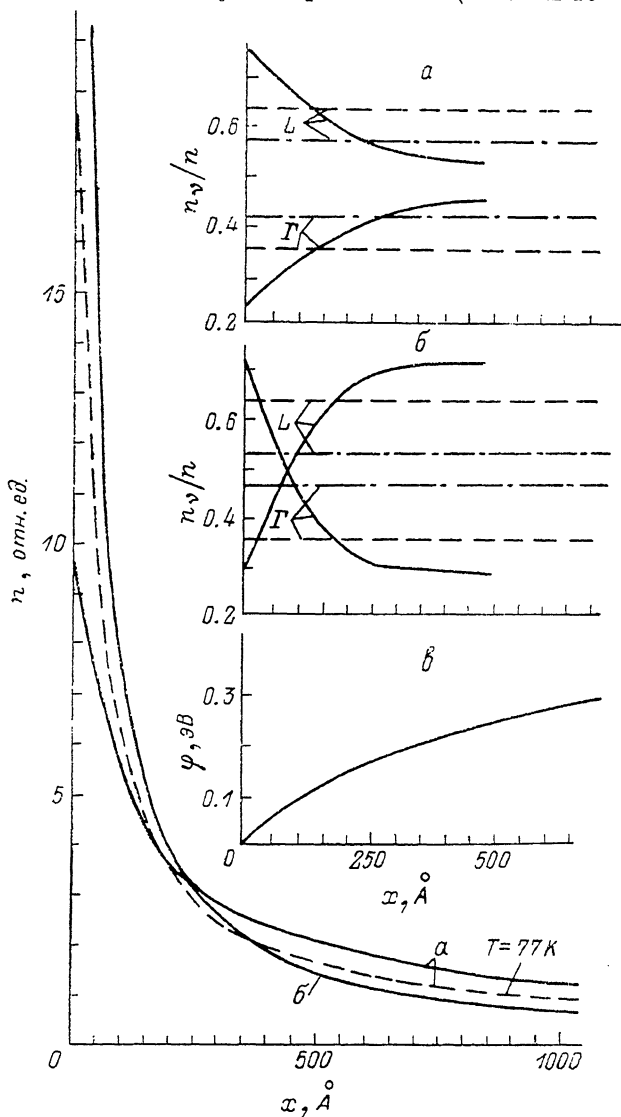


Рис. 3. Распределение концентрации электронов  $n(x)$  и заселенностей  $L$ - и  $\Gamma$ -долин [ $n_L(x)/n(x)$  и  $n_\Gamma(x)/n(x)$ ] по толщине ОС.

$N_s$ , см $^{-2}$ : а —  $2 \cdot 10^{11}$ ; б —  $10^{12}$ ;  $E=12$  кВ/см,  $T=300$  К (для сравнения на вставках а, б штриховыми линиями обозначена заселенность долин в объемном GaAs, штрихпунктирными — средняя заселенность по ОС); в — распределение потенциала для  $N_s=10^{12}$  см $^{-2}$ .

нии с объемной зависимостью  $v_d(E)$ . Видно, что зависимости  $V_d(E)$  идут существенно выше, чем  $v_d(E)$ , и превышение тем более значительно, чем выше  $N_s$  (т. е.  $E_0$ ). Для  $N_s=10^{12}$  см $^{-2}$  это превышение на падающей ветви составляет  $\sim 1.3-1.45$  раза (совпадение с оценкой, полученной в конце раздела 3, конечно, не более чем случайность). На рис. 1, б приведены полевые зависимости усредненного по ОС заполнения  $L$ -долин в ОС. Сравнение рис. 1, а и 1, б ясно показывает, что именно более поздний уход электронов ОС из  $\Gamma$ -долин в  $L$ -долину

(затянутый по сравнению с однородным объемом, где он начинается в более слабых полях) является причиной как заметного сдвига в сторону более сильных полей пика дрейфовой скорости в ОС, так и более высоких значений дрейфовой скорости в пике и на всей ниспадающей ветви.

Приведенные на рис. 2 аналогичные зависимости для  $T=77$  К демонстрируют тот же эффект, но в заметно меньших размерах. Отметим, что это уменьшение также качественно согласуется с результатами предыдущего раздела. Поскольку при данном значении полной энергии  $\eta > \delta$  область классически доступного движения для  $L$ -электронов [с толщиной  $x_L(\eta)$ , определяемой условием  $\eta - \delta = \varphi(x_L)$ ] значительно тоньше аналогичной области для  $\Gamma$ -электронов [ $x_L(\eta) < x(\eta)$ ], в пределах ОС отношение локальной концентрации  $L$ -электронов к полной локальной концентрации электронов сильно изменяется. Это хорошо видно из рис. 3, где для одного из значений греющего поля  $E=12$  кВ/см показаны распределения в ОС как полной концентрации электронов  $n(x)$ , так и относительных долей  $\Gamma$ - и  $L$ -электронов [ $n_L(x)/n(x)$  и  $n_\Gamma(x)/n(x)$ ]. При  $N_s=10^{12}$  см $^{-2}$  в пределах ОС хорошо наблюдается  $\Gamma L$ -переход; вблизи поверхности доминируют  $L$ -электроны, а на большей глубине —  $\Gamma$ -электроны. Отметим, что, хотя существенная часть электронов сосредоточена

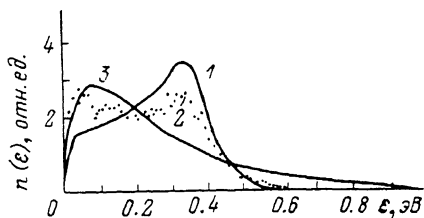


Рис. 4. Зависимость концентрации  $\Gamma$ -электронов с данной энергией  $n(\varepsilon) = g(\varepsilon) f(\varepsilon)$  от  $\varepsilon$ . 1 — объемная зависимость; 2 (точки) — ОС около поверхности  $x=0$ ; 3 — объемная температурная зависимость;  $E=12$  кВ/см.

в узком слое с характерным размером  $\sim 30$  Å, существенного квантования все же не возникает, ибо это — в основном тяжелые  $L$ -электроны. Область же дислокации  $\Gamma$ -электронов почти на порядок шире.

На рис. 4 приведены энергетические распределения концентрации  $n(\varepsilon) = g_\Gamma(\varepsilon) f(\varepsilon)$   $\Gamma$ -электронов с кинетической энергией  $\varepsilon$ . Сравниваются нормированные на одинаковую полную концентрацию три распределения: 1) распределение  $\Gamma$ -электронов в однородном полупроводнике в греющем поле  $E=12$  кВ/см (при этом средняя энергия  $\bar{\varepsilon}_\Gamma=0.249$  эВ); 2) усредненное распределение  $\Gamma$ -электронов в интервале  $0 < x < 50$  Å обогащенного слоя в том же греющем поле (при этом средняя энергия электронов оказывается ниже:  $\bar{\varepsilon}_\Gamma^{(oc)}=0.212$  эВ); 3) температурное распределение со средней энергией  $\bar{\varepsilon}_\Gamma=0.249$  эВ. Из рис. 4 видно, что оба реальных распределения весьма отдалены от температурного. Средняя энергия электронов в  $L$ -долинах, которую можно грубо оценить по спаду распределений  $\Gamma$ -электронов при  $\varepsilon > \delta=0.33$  эВ, значительно ниже  $\varepsilon_\Gamma$  и  $\bar{\varepsilon}_\Gamma^{(oc)}$ . Возможный вклад не учтенного здесь электрон-электронного взаимодействия способен заметно повлиять на распределение при  $\varepsilon < \delta$ , но не может снять резкого изменения распределения при  $\varepsilon \geq \delta$ , так что рассмотренный нами эффект должен сохраниться.

5. Сравним полученные «поправки» к зависимостям  $v_d(E)$ , связанные с движением поля ОС, с возможными поправками от иных причин, не учтенных здесь. Наиболее естественно провести сравнение с результатами работы [4], в которой для тех же температур решетки (300 и 77 К) решена практически та же задача о движении ускоряемых полем  $E$  горячих электронов ОС, но в отличие от нашей с учетом эффектов размерного квантования и статистического вырождения. Результаты расчетов [4] в области не только слабых, но и сильных полей  $E$  заметно отличаются от наших: зависимости  $V_d(E)$  в [4], начиная от пиковых значений, идут существенно ниже, чем в однородном материале, тогда как у нас — всегда выше. Поскольку ожидать в полях  $5 \div 20$  кВ/см столь большого влияния эффектов квантования и вырождения не приходится и поскольку схема учета эффектов квантования в [4] весьма приближенна (жесткое и конечное число уровней, приближенная схема перехода от дискретного спектра к непрерывному), мы отдаем предпочтение своим расчетам.

Отметим, что полученные здесь поправки не стоит относить (для этой области полей  $E$ ) к малым эффектам; они, например, заметно превышают влияние рассеяния на заряженных примесях с концентрацией порядка  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  (см. [5]).

Корректный расчет дрейфовой скорости  $V_d(E)$  в ОС требует, таким образом, взаимозависящего учета правильных энергетической  $f(\epsilon)$  и координатной  $\varphi(x)$  зависимостей [или  $E_s(x)$ ]. Отказ от одного из этих учетов (см., например, [6-8]) чреват заметными количественными потерями (часто порядка рассчитываемых эффектов). В частности, опасны температурные приближения и моделирование реальных потенциальных рельефов прямоугольными ящиками.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М., 1985. 416 с.
- [2] Хокни Р., Иствуд Дж. Численное моделирование методом частиц. М., 1987. 638 с.
- [3] Littlejohn M. A., Hauser J. R., Glisson T. H. // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. N 11. P. 4587—4590.
- [4] Yokoyama K., Hess K. // Phys. Rev. 1986. V. B33. P. 5595—5605.
- [5] Kratzer S., Frey J. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. N 7. P. 4064—4068.
- [6] Glisson T. H., Hauser J. B., Littlejohn M. A., Hess K., Streetman B. G., Shichijo H. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. N 10. P. 5445—5449.
- [7] Горфинкель В. Б., Кальфа А. А., Солодкая Т. И., Тагер А. С., Шофман С. Г. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 12. С. 2228—2231.
- [8] Горфинкель В. Б., Шофман С. Г. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 5. С. 793—797.

Институт полупроводников  
АН УССР  
Киев

Получена 10.08.1988  
Принята к печати 21.09.1988