

УДК 517.928.4:621.315.592

ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ НОСИТЕЛЕЙ В НЕОДНОРОДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СИЛЫ ЛОРЕНЦА

А. М. Белянцев, А. Л. Железняк, В. Р. Коган, В. А. Козлов

Развит метод расчета распределений носителей по толщине полупроводниковых пленок с неоднородным профилем подвижности и концентрации ионизованных примесей. Проведено сопоставление рассчитанных и измеренных вольт-амперных характеристик для неоднородной пленки n -GaAs с высокой подвижностью.

В полупроводниковых пленках, помещенных в скрещенные E - и H -поля, параллельные поверхности, свободные носители перераспределяются по толщине пленки под действием силы Лоренца. Такое перераспределение носителей в пленках с неоднородным распределением параметров по толщине приводит к возникновению невзаимных эффектов [1-5] (характеристики пленки меняются при смене знака одного из полей) и даже может служить причиной возникновения невзаимных неустойчивостей [6]. Интерес к исследованию таких систем связан с возможностью создания на их основе быстродействующих элементов, поскольку характерные времена перераспределения носителей определяются пролетом носителя толщины структуры и могут быть сделаны достаточно малыми. Расчет распределения концентрации носителей по толщине пленок в реальных условиях представляет собой значительные трудности ввиду того, что внутри пленки может возникнуть внутренний погранслои, положение которого зависит от величины E - и H -полей [7]. В работе [7] было исследовано перераспределение носителей в однородных и двухслойных пленках с резким скачком концентрации и подвижности.

В настоящей работе развит метод расчета перераспределения носителей в пленках с произвольным профилем концентрации и подвижности и проведены расчеты для реальной пленки n -GaAs, что позволило провести сопоставление рассчитанных вольт-амперных характеристик с экспериментальными результатами. Распределение концентрации носителей $n(x)$ в пленке, находящейся в скрещенных E - и H -полях, параллельных поверхности, будем описывать в гидродинамическом приближении уравнениями [7]

$$dE_x/dx = (4\pi q/\epsilon_0)(n-n_0); \quad (1)$$

$$(kT/n)(dn/dx) = qE_x - (q/c)\mu E_z H, \quad (2)$$

где $n_0(x)$ — концентрация ионизованных примесей; x — координата вдоль нормали к поверхности пленки; z — координата вдоль пленки; E_z — тянущее электрическое поле; E_x — холловское поле, направленное по нормали к пленке; μ — подвижность носителей; магнитное поле H направлено по оси y ; q — заряд носителя; ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость на низких частотах; k — постоянная Больцмана; T — температура; c — скорость света. Граничные условия для этих уравнений

$$E_x(0) = E_x(d) = 0 \quad (3)$$

следуют из электронейтральности образца. В безразмерных переменных $\xi = x/d$, $\epsilon(\xi) = E_x/E_0$, $\zeta = E_z/E_0$, $\eta(\xi) = n/n_0$, $\eta_0(\xi) = n_0/n_0$,

$\beta(\xi) = \mu H/c$, $\kappa = kT/qE_0d$, $\bar{n}_0 = \max n_0(x)$, $E_0 = 4\pi qn_0d/\epsilon_0$ система уравнений (1)–(3) примет вид

$$d\epsilon/d\xi = \eta - \eta_0; \quad (4)$$

$$\kappa(d\eta/d\xi) = \eta(\epsilon - \beta\xi); \quad (5)$$

$$\epsilon(0) = \epsilon(1) = 0. \quad (6)$$

Для сравнительно толстых пленок, в которых дебаевский радиус $D = (kT\epsilon_0/4\pi q^2n)^{1/2}$ много меньше толщины пленки, параметр $\kappa \ll 1$. Таким образом, (4)–(6) представляют собой краевую задачу для системы сингулярно возмущенных дифференциальных уравнений. Для систем такого вида характерно наличие как медленных движений, соответствующих плавному изменению траекторий, так и быстрых движений — пограничных слоев, когда функции меняются практически скачкообразно. Этим, в частности, объясняются трудности численного интегрирования системы уравнений (4)–(6).

Метод решения. Предположим для определенности, что $\xi > 0$; в противном случае замена $\xi^* = 1 - \xi$, $\epsilon^* = -\epsilon$ приводит исходную задачу к рассматриваемому виду. Уравнения медленных движений можно определить из вырожденной системы

$$d\bar{\epsilon}/d\bar{\xi} = \bar{\eta} - \eta_0, \quad 0 = \bar{\eta}(\bar{\epsilon} - \beta\bar{\xi}).$$

Они имеют вид

$$\bar{\epsilon}_1 = \beta\bar{\xi}, \quad \bar{\eta}_1 = h; \quad (7)$$

где

$$h = \eta_0 + (d\beta/d\bar{\xi})\bar{\xi},$$

$$\bar{\epsilon}_2 = -\int_0^{\bar{\xi}} \eta_0(\tau) d\tau + \alpha, \quad \bar{\eta}_2 = 0, \quad (8)$$

причем постоянная α порождает целое семейство кривых.

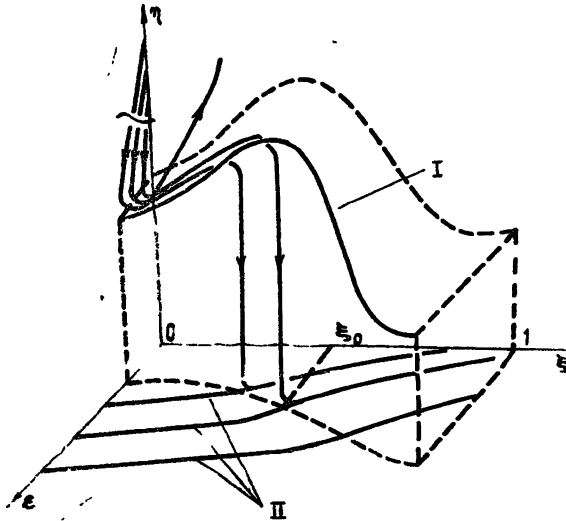


Рис. 1.

$$\text{I} - \bar{\eta}_1 = \eta_0 + (d\beta/d\bar{\xi})\bar{\xi}, \quad \bar{\epsilon}_1 = \beta\bar{\xi}; \quad \text{II} - \bar{\eta}_2 = 0, \quad \bar{\epsilon}_2 = -\int_0^{\bar{\xi}} \eta_0 d\tau + \alpha.$$

На рис. 1 приведен расширенный фазовый портрет системы (4), (5). Его анализ показывает, что имеются две области значений параметра ζ , для которых поведение решения качественно различается.

Обозначим $\zeta_0 = \max_{\xi \in [0,1]} \left[\int_{\xi}^1 \eta_0(\tau) d\tau / \beta(\xi) \right]$. При $\zeta < \zeta_0$ траектория решения

на интервале $(0, \xi_0)$, где ξ_0 определяется из соотношения $\beta(\xi_0)\xi = \int_{\xi_0}^1 \eta_0(\tau) d\tau$, находится в окрестности кривой семейства медленных движений (7), а затем «быстро» переходит в окрестность кривой семейства медленных движений (8), задаваемой значением постоянной $\alpha = \int_0^1 \eta_0(\tau) d\tau$. Таким образом, кроме погранслоя в окрестности $\xi=0$ у решения наблюдается подвижный внутренний пограничный слой в окрестности $\xi=\xi_0$. При $\xi \geq \xi_0$ внутренний погранслой сливается с погранслоем в окрестности точки $\xi=0$, поскольку траектория решения попадает только в область притяжения кривой из семейства медленных движений (8).

1) Рассмотрим сначала методику решения задачи (4)–(6) для значений $\xi < \xi_0$. В соответствии с описанным выше поведением решения исходная краевая задача разбивалась на две для системы уравнений (4), (5) с разными граничными условиями

$$\varepsilon(0) = 0, \quad \varepsilon(\xi_0) = \beta(\xi_0)\xi \quad (9)$$

и

$$\varepsilon(\xi_0) = \beta(\xi_0)\xi, \quad \varepsilon(1) = 0 \quad (10)$$

с последующей шивкой решений по непрерывности в точке ξ_0 . Решение задачи (4), (5), (10) везде вне погранслоя в окрестности ξ_0 практически совпадает с кривой из семейства медленных движений (8), определяемой значением $\alpha = \int_0^1 \eta_0(\tau) d\tau$, т. е. можно положить

$$\varepsilon(\xi) = \int_{\xi}^1 \eta_0(\tau) d\tau \quad \text{при} \quad \xi \in (\xi_0, 1), \quad \eta(\xi) = 0. \quad (11)$$

Основную сложность представляет нахождение решения задачи (4), (5), (9), относящейся, согласно [8], к критическому случаю сингулярно возмущенных систем. Применим к решению сингулярно возмущенной краевой задачи (4), (5), (9) метод, предложенный в [10]. Метод основан на переходе от краевой задачи для системы дифференциальных уравнений к краевой задаче для системы интегральных уравнений со сжимающим оператором. Неподвижная точка этого оператора совпадает с решением исходной системы дифференциальных уравнений и может быть легко найдена, например, методом последовательных приближений. Матрица в вариациях системы (4), (5) в окрестности медленного движения (7) имеет вид

$$C(t) = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ h(\xi)/\kappa & 0 \end{pmatrix}.$$

Ее собственные значения определяются соотношениями

$$\lambda_1(\xi, \kappa) = -\lambda(\xi, \kappa), \quad \lambda_2(\xi, \kappa) = -\lambda(\xi, \kappa)^*, \quad (12)$$

где $\lambda(\xi, \kappa) = \sqrt{h(\xi)/\kappa}$, а соответствующие собственные векторы

$$\omega_1(\xi, \kappa) = \{1, -\lambda(\xi, \kappa)\}, \quad \omega_2(\xi, \kappa) = \{1, \lambda(\xi, \kappa)\}. \quad (13)$$

Известно [11], что с помощью линейной замены переменных

$$\begin{pmatrix} \varepsilon \\ \eta \end{pmatrix} = B(\xi, \kappa), \quad \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \varepsilon_1 \\ \eta_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u+v+\beta(\xi)\xi \\ \lambda(\xi, \kappa)(-u+v)+h(\xi) \end{pmatrix} \quad (14)$$

* Соотношения (12) объясняют невозможность прямого численного интегрирования системы (4), (5) из-за наличия быстро нарастающей составляющей вида $(\eta - \eta_1)e^{\gamma, \xi} \sim e^{x-1/2 \xi}$.

(столбцами матрицы $B(\xi, \kappa)$ являются собственные векторы (13) система (4), (5) приводится к виду

$$du/d\xi = -\lambda(\xi, \kappa)u + g(u, v, \xi, \kappa); \quad (15)$$

$$dv/d\xi = \lambda(\xi, \kappa)v + G(u, v, \xi, \kappa). \quad (16)$$

Здесь

$$\begin{pmatrix} g(u, v, \xi, \kappa) \\ G(u, v, \xi, \kappa) \end{pmatrix} = -B^{-1}(\xi, \kappa) \left[\dot{B}(\xi, \kappa) \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{x} Q_2(u, v, \xi, \kappa) - \dot{\eta}_1(\xi) \end{pmatrix} \right],$$

$$Q_2(u, v, \xi, \kappa) = -\lambda(\xi, \kappa)(u^2 - v^2).$$

После элементарных преобразований получаем

$$g(u, v, \xi, \kappa) = -\frac{\dot{h}(\xi)}{4h(\xi)}(u - v) + \frac{u^2 - v^2}{2x} - \frac{\dot{h}(\xi)}{2} \sqrt{\frac{x}{h(\xi)}},$$

$$G(u, v, \xi, \kappa) = -g(u, v, \xi, \kappa).$$

Краевые условия запишутся в форме

$$u(0) + v(0) = -\beta(0)\xi, \quad u(\xi_0) + v(\xi_0) = 0. \quad (17)$$

Перейдем к краевой задаче для системы интегральных уравнений

$$u(\xi) = \exp\left[-\int_0^\xi \lambda(\tau, \kappa) d\tau\right] u_0 + \int_0^\xi \exp\left[-\int_\tau^\xi \lambda(s, \kappa) ds\right] \times \\ \times g(u, v, \xi, \kappa) d\tau; \quad (18)$$

$$v(\xi) = \exp\left[\int_{\xi_0}^\xi \lambda(\tau, \kappa) d\tau\right] v_1 - \int_{\xi_0}^\xi \exp\left[\int_\tau^\xi \lambda(s, \kappa) ds\right] \times \\ \times g(u, v, \tau, \kappa) d\tau \quad (19)$$

с условиями (17) на границах интервала $[0, \xi_0]$. Заметим, что направления интегрирования в (18), (19) выбираются так, что показатели экспонент оказываются неположительными при всех $\xi \in [0, \xi_0]$. Непосредственной подстановкой легко проверить, что любое решение системы (18), (19) $u^*(\xi, u_0, v_1, \kappa)$, $v^*(\xi, u_0, v_1, \kappa)$ совпадает с решением системы (4), (5), удовлетворяющим граничным условиям

$$u(0) + v(0) = u_0 + v^*(0, u_0, v_1, \kappa) \equiv \Psi_0(u_0, v_1, \kappa), \quad (20)$$

$$u(\xi_0) + v(\xi_0) = u^*(\xi_0, u_0, v_1, \kappa) + v_1 \equiv \Psi_1(u_0, v_1, \kappa).$$

Для каждой фиксированной пары параметров (u_0, v_1) система (18), (19) может быть решена численно методом последовательных приближений. Условия, при выполнении которых последовательные приближения сходятся к решению, определены в [10], там же показано, что такое решение единственно. Соотношения

$$\Psi_0(u_0, v_1, \kappa) = -\beta(0)\xi, \quad \Psi_1(u_0, v_1, \kappa) = 0 \quad (21)$$

нужно рассматривать как систему уравнений для отыскания значений параметров u_0, v_1 , при которых решение системы (18), (19) (а следовательно, и системы (14), (15)) будет удовлетворять краевым условиям (16).

Поиск решения системы уравнений (21) осуществлялся на ЭВМ методом простой итерации [12]. Скорость сходимости последовательных приближений в значительной степени зависит от выбора начального приближения. Применение метода продолжения по параметру ξ [12], суть которого заключается в том, что в качестве начального приближения выбирается решение задачи (16) — (18) на предыдущем шаге по ξ , позволяет существенно ускорить процесс вычислений.

Для значений параметра $\xi \geq \xi_0$ удается построить асимптотическое разложение решения краевой задачи (4) — (6) на основе метода пограничных функций [9]. Представим асимптотические ряды в следующей форме:

$$\varepsilon(\xi, \kappa) = \bar{\varepsilon}_0(\xi) + \kappa \bar{\varepsilon}_1(\xi) + \Pi_0 \varepsilon(\tau) + \kappa \Pi_1 \varepsilon(\tau) + O(\kappa^2); \quad (22)$$

$$\eta(\xi, \kappa) = \bar{\eta}_0(\xi) + \kappa \bar{\eta}_1(\xi) + \frac{1}{\kappa} \Pi_{-1} \eta(\tau) + \Pi_0 \eta(\tau) + \kappa \Pi_1 \eta(\tau) + O(\kappa^2), \quad (23)$$

где $\tau = \xi/\kappa$. Граничные условия запишем в виде

$$\varepsilon(0, \kappa) = \varepsilon_0 + \kappa \varepsilon_1 + O(\kappa^2); \quad (24)$$

$$\eta(0, \kappa) = \eta_{-1}/\kappa + \eta_0 + \kappa \eta_1 + O(\kappa^2). \quad (25)$$

Здесь ε_i, η_j ($i=0, 1, j=-1, 1$) — пока не известные параметры. Необходимо дополнительно потребовать, чтобы

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} \Pi_i \varepsilon(\tau) = 0 \quad (i=0, 1), \quad \lim_{\tau \rightarrow \infty} \Pi_j \eta(\tau) = 0 \quad (j=-1, 1). \quad (26)$$

Подставляя, согласно методу, асимптотические разложения (22), (23) в исходную систему и приравнявая коэффициенты при одинаковых степенях κ , отдельно зависящие от переменной ξ и от переменной τ , приходим к системе дифференциальных уравнений

$$\frac{d\bar{\varepsilon}_n(\xi)}{d\xi} = \bar{\eta}_0(\xi) - \eta_0(\xi), \quad 0 \equiv \bar{\eta}_0(\xi) [\bar{\varepsilon}_0(\xi) - \beta(\xi)\xi],$$

$$\frac{d\Pi_0 \varepsilon(\tau)}{d\tau} = \Pi_{-1} \eta(\tau),$$

(27)

$$\frac{d\Pi_{-1} \eta(\tau)}{d\tau} = \Pi_{-1} \eta(\tau) [\Pi_0 \varepsilon(\tau) + \bar{\varepsilon}_0(0) - \beta(0)\xi], \quad \frac{d\bar{\varepsilon}_1(\xi)}{d\xi} = \bar{\eta}_1(\xi),$$

$$\frac{d\bar{\eta}_0(\xi)}{d\xi} = \bar{\eta}_0(\xi) \bar{\varepsilon}_1(\xi) + \bar{\eta}_1(\xi) [\bar{\varepsilon}_0(\xi) - \beta(\xi)\xi], \quad \frac{d\Pi_1 \varepsilon(\tau)}{d\tau} = \Pi_0 \eta(\tau),$$

$$\begin{aligned} \frac{d\Pi_0 \eta(\tau)}{d\tau} = & \bar{\eta}_0(0) \Pi_0 \varepsilon(\tau) + \Pi_{-1} \eta(\tau) [(\bar{\varepsilon}_0(0) - \beta(0)\xi)\tau + \bar{\varepsilon}_1(0) + \Pi_1 \varepsilon(\tau)] + \\ & + \Pi_0 \eta(\tau) [\Pi_0 \varepsilon(\tau) + \bar{\varepsilon}_0(0) - \beta(0)\xi]. \end{aligned}$$

Граничные условия, с учетом первого из соотношений (6), принимают вид

$$\Pi_{-1} \eta(0) = y_{-1}, \quad \bar{\varepsilon}_i(0) + \Pi_i \varepsilon(0) = 0, \quad i=0, 1, \quad (28)$$

$$\bar{\eta}_j(0) + \Pi_j \eta(0) = y_j, \quad j=0, 1.$$

Последовательно разрешая систему (27), (28) и определяя значения параметров $y_j, j = -1, 1$, воспользовавшись условиями (26) и вторым из соотношений (6), можно найти все члены асимптотических рядов.

Приведем выражения, полученные для главных членов асимптотики:

$$\bar{\varepsilon}_0(\xi) = \int_{\xi}^1 \eta_0(s) ds, \quad \Pi_0\varepsilon(\tau) = -(2\alpha R/(2R+\alpha)e^{R\tau} - \alpha),$$

$$\Pi_1\eta(\tau) = \Pi_0\varepsilon(\tau) [\Pi_0\varepsilon(\tau) - 2R]/2, \quad \bar{\eta}_0(\xi) \equiv 0.$$

Здесь $\tau = \xi/\kappa$, $\alpha = \int_0^1 \eta_0(s) ds$, $R = \beta(0)\xi - \alpha$. Этот случай соответствует стягиванию всех носителей в узкий приповерхностный слой, толщина которого $\Delta\xi \sim \kappa/R$ обратно пропорциональна величине силы Лоренца.

Результаты расчетов. Приведем результаты вычислений для одной из пленок — $n\text{-GaAs}$, в которой распределение относительной концентрации n_0/\bar{n}_0 и подвижности $\mu/\bar{\mu}$ от безразмерной координаты $\xi = x/d$ показано на рис. 2. Это достаточно толстая ($d = 69$ мкм) и чистая ($n_0 = 1,5 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, $\bar{\mu} \approx 10^4$ см 2 /В·с) структура, выращенная на полужолирующей подложке; координата $\xi = 0$ соответствует переходу между пленкой и подложкой. Характерное поле $E_0 = \pi q \bar{n}_0 d / \varepsilon_0$ для этой пленки имеет величину $E_0 = 1,4 \cdot 10^5$ В/см, в то же время параметр $\kappa = kT/qE_0 d$ при старшей производной оказывается весьма малым: $\kappa = 2,67 \cdot 10^{-5}$.

Опишем сначала качественно эволюцию распределений концентрации и холловского поля, происходящую в пленке с ростом E - и H -полей. В отсутствие тянущего поля ($\xi = 0$) в соответствии с соотношением Эйнштейна внутри неоднородной пленки имеется встроенное поле E_x , возникающее за счет диффузии свободных носителей [13] из области повышенной концентрации. Зависимость диффузионного поля $e_{\text{диф}}$ от координаты ξ можно найти по формуле $e_{\text{диф}} = \kappa d \ln \eta/d\xi$, соответствующей постоянству уровня Ферми в пленке. Поскольку в отсутствие тянущего поля концентрация электронов в рассматриваемой пленке слабо отличается от концентрации ионизованных примесей: $\eta = \eta_0 + \kappa d^2 \ln \eta/d\xi^2$, то в качестве оценки для поля $e_{\text{диф}}$ можно воспользоваться формулой $e_{\text{диф}} \approx \kappa d \ln \eta_0/d\xi$. Эта оценка показывает, что величина диффузионного поля для рассматриваемой пленки не превосходит 70 В/см. Таким образом, отклонение концентрации носителей от равновесного распределения будет определяться балансом между силой Лоренца и холловским полем в сравнительно слабых тянущем и магнитном полях*, для которых выполняется неравенство

$$\beta\xi > \kappa d \ln \eta_0/d\xi.$$

Если электрическое и магнитное поля еще не столь сильны, чтобы вызвать отрыв свободных носителей от соответствующей границы пленки и образовать внутренний погранслой [7]: $\kappa d \ln \eta_0/d\xi < \beta\xi < \sqrt{\kappa}\eta_0$, то почти по всей толщине пленки $\varepsilon \approx \beta\xi$, за исключением узких приповерхностных слоев толщиной порядка радиуса Дебая ($\Delta\xi \sim \sqrt{\kappa}$). В этом случае относительное приращение концентрации почти по всей толщине пленки можно оценить по формуле $\Delta\eta \approx \xi d\beta/d\xi$, откуда следует, что хотя приращение относительной концентрации здесь существенно больше, чем в равновесном случае, тем не менее $\Delta\eta \ll 1$ за исключением приповерхностных слоев.

В области электрических и магнитных полей, при которых $\sqrt{\kappa}\eta_0 < \beta\xi < 1$, вблизи соответствующей границы возникает обедненный свободными носителями слой с резким переходом (внутренним погранслоем) к слабому отклонению концентрации от равновесной. С ростом

* В линейном приближении по величине тянущего и магнитного полей ($\beta\xi \ll 1$) уравнения (4)–(6) можно проанализировать с помощью стационарной теории возмущений [14], однако применимость такого рассмотрения ограничена весьма слабыми полями.

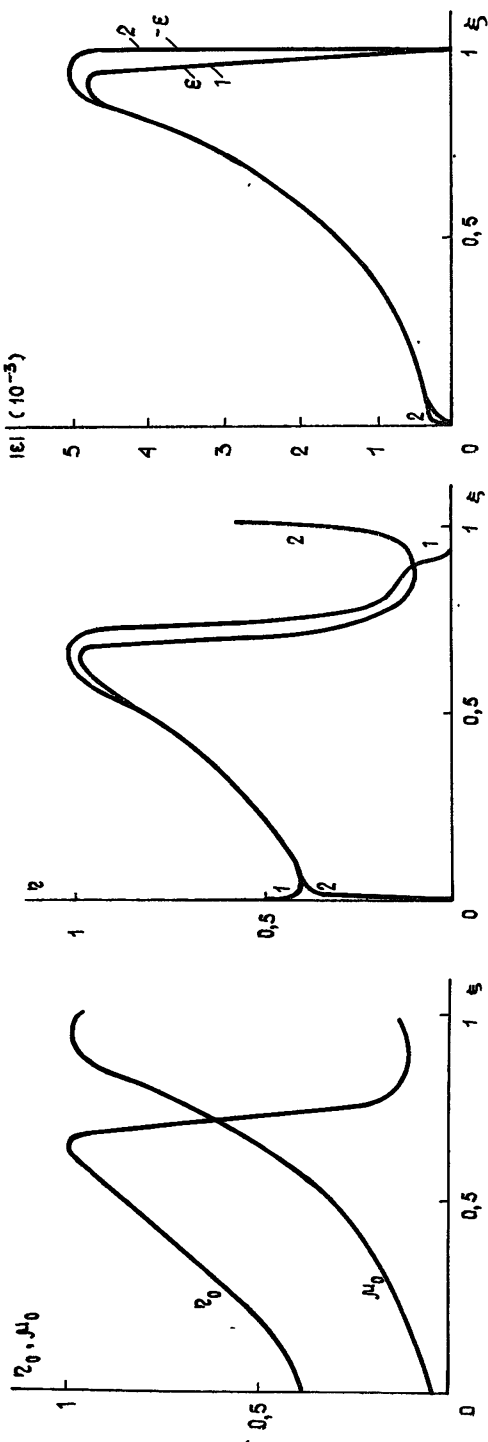


Рис. 2.

Рис. 3. Распределение концентрации свободных носителей η по толщине пленки при стягивании носителей в область низкой подвижности (кривая 1) и в область высокой подвижности (кривая 2).

Рис. 4.

Рис. 4. Распределение холлового поля e по толщине пленки. При стягивании носителей силой Лоренца в область низкой подвижности (кривая 1) поле $e > 0$, а при стягивании в область высокой подвижности (кривая 2) — поле $e < 0$.

полей. Этот переход продвигается в глубь пленки с одновременным повышением концентрации вблизи противоположной границы и в области резкого изменения подвижности. И, наконец, при $\beta\zeta > 1$ носители будут прижаты к границе пленки в узкий приповерхностный слой $\Delta\xi = \kappa/\beta\zeta$. Распределение носителей в этом слое $\eta \approx e^{-(\beta\zeta/\kappa)\xi}$ легко может быть найдено из уравнения (5), если пренебречь в нем полем ϵ по сравнению с $\beta\zeta$ и считать величину $\beta = \text{const}$ на масштабе $\Delta\xi$.

Пример численного расчета по изложенной выше методике распределения концентрации свободных носителей, установившегося в скрещенных E - и H -полях, приведен на рис. 3 для значений электрического поля $E = 1400$ В/см и магнитного поля $H = 5$ кГс, что соответствует величине $\text{max}\beta\zeta = 5,1 \cdot 10^{-3}$. Кривая 1 на рис. 3 соответствует стягиванию носителей в область пленки с худшей подвижностью (к границе $\xi = 0$). Из поведения этой кривой видно, что распределение концентрации η почти везде близко к распределению η_0 и только вблизи правой границы происходит отрыв носителей от поверхности пленки и образуется внутренний погранслои. Зависимость холловского поля ϵ от координаты ξ для этого случая приведена на рис. 4 (кривая 1). Сравнивая структуру холловского поля ϵ с величиной $\beta\zeta$ (см. кривую μ_0 на рис. 2), можно заключить, что по всей толщине пленки распределение холловского поля повторяет профиль подвижности (это связано с отсутствием резких скачков функций $\eta_0(\xi)$ и $\beta(\xi)\zeta$) и только вблизи границы, где η существенно отличается от η_0 , холловское поле резко падает до нуля.

Распределения концентрации η и холловского поля ϵ для противоположной ориентации силы Лоренца, когда носители стягиваются к границе $\xi = 1$, приведены на рис. 3, 4 (кривые 2) для тех же величин E - и H -полей. В этом случае так же почти по всей толщине пленки $\eta \approx \eta_0$ и $\epsilon \approx \beta\zeta$. Вблизи правой границы наблюдается значительное возрастание концентрации за счет носителей, прижатых силой Лоренца к этой границе (кривая 2 на рис. 3). Из-за невысокой подвижности в окрестности левой границы при тех же E - и H -полях практически не происходит отрыва носителей от границы в отличие от случая, когда носители стягиваются силой Лоренца к левой границе. Таким образом, расчеты показывают, что наибольшие изменения концентрации носителей происходят вблизи границы с высокой подвижностью.

Вольт-амперная характеристика пленки, рассчитанная численным методом, изложенным выше, приведена на рис. 5, при этом кривая 1 соответствует стягиванию носителей в область худшей подвижности, кривая 2 — в область высокой подвижности. Результаты экспериментального исследования вольт-амперных характеристик в рассматриваемой структуре представлены кривыми 3 и 4. Сравнение экспериментальных и теоретических кривых показывает, что имеет место лишь качественное согласие между расчетом и экспериментальными зависимостями. В структуре действительно имеет место взаимный эффект, при этом больший ток соответствует стягиванию носителей силой Лоренца в область высокой подвижности. Количественное несовпадение экспериментальных и теоретических зависимостей связано с тем, что вычисления проводились в рамках простейшей модели неоднородной пленки, не

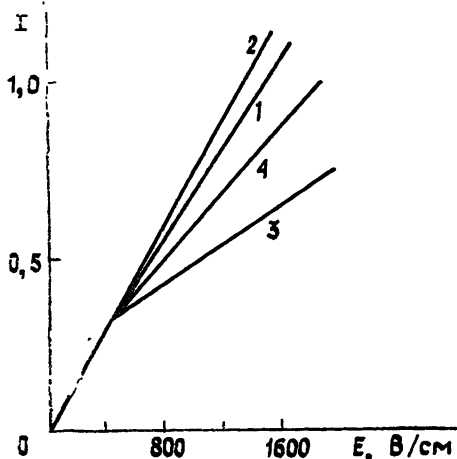


Рис. 5. Рассчитанные (1, 2) и измеренные (3, 4) вольт-амперные характеристики пленки.

учитывающей, в частности, магнитосопротивление и насыщение вольт-амперной характеристики n -GaAs.

В заключение отметим, что развитый здесь метод вычислений легко может быть применен к расчету полей в p - n -переходах, а также периодических структурах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ferry D. K., Heinrich H. — Sol. St. Electron, 1968, 11, p. 361
2. Белянцев А. М., Валов В. А., Козлов В. А. — ЖЭТФ, 1976, 70, № 2, с. 569.
3. Жиленис С., Качюлис С., Матуленис А., Паршелюнас И., Поже-ла Ю., Пошкус А. — Лит. физ. сб., 1978, 18, № 3, с. 331.
4. Белянцев А. М., Козлов В. А., Мазов Л. С., Федоренко Е. Ф. — ФТП, 1983, 17, № 4, с. 655.
5. Кравченко А. Ф., Митин В. В., Скок Э. М. Явление переноса в полупроводниковых пленках. — Новосибирск: Наука, 1979.
6. Belyantsev A. M., Kozlov V. A., Valov V. A. — Phys. Stat. Sol. (a), 1975, 28, p. 279.
7. Белянцев А. М., Железняк А. Л., Козлов В. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 4, с. 523.
8. Васильева А. Б., Бутузов Б. Ф. Сингулярно возмущенные уравнения в критических случаях. — М.: Гос. ун-т, 1978.
9. Васильева А. Б., Бутузов Б. Ф. Асимптотические разложения решения сингулярно возмущенных уравнений. — М.: Наука, 1973.
10. Железняк А. Л., Коган В. Р. Препринт ИПФ АН СССР № 106. — Горький, 1984.
11. Гельфанд И. М. Лекции по линейной алгебре. — М.: Наука, 1966.
12. Ортега Дж., Рейнболдт В. Итерационные методы решения нелинейных систем уравнений со многими неизвестными. — М.: Мир, 1975.
13. Смит Р. Полупроводники. 2-е изд. — М.: Мир, 1982.
14. Белянцев А. М., Валов В. А., Козлов В. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 4, с. 623.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
18 апреля 1986 г.

SPATIAL DISTRIBUTION OF FREE CARRIERS IN NONUNIFORM SEMICONDUCTING STRUCTURES UNDER THE INFLUENCE OF LORENTZ FORCE

A. M. Belyantsev, A. L. Zheleznyak, V. R. Kogan, V. A. Kozlov

Spatial redistribution of free carriers between different layers of nonuniform semiconducting structures in $E \perp B$ fields which are directed along the surface lead to the change in the current-voltage characteristics when the field reverses sign. Theoretical description of redistribution encountered with the difficulties caused by a small parameter that is multiplied by the highest derivative. A new method of calculation of spatial distributions in semiconducting films with a nonuniform profile of mobility and doping is proposed. Calculated and experimentally observed current-voltage characteristics for a high-mobile nonuniform n -GaAs film are compared.