

©1995 г.

ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ ЗАРЯД ИНЖЕКТИРОВАННЫХ БАЛЛИСТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ЭФФЕКТИВНОЙ МАССОЙ

Н.З.Вагидов, З.С.Грибников, А.Н.Коршак

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины,
252650, Киев, Украина
(Получена 16 ноября 1994 г. Принята к печати 6 декабря 1994 г.)

Рассмотрено распределение электростатического потенциала и концентрации электронов, баллистически премецающихся с катода на анод в коротких полупроводниковых образцах. Особенность электронов состоит в их специфическом законе дисперсии, характеризующемся при промежуточных значениях волнового вектора диапазоном с отрицательной эффективной массой. Наряду с традиционным для данной проблемы случаем трехмерного электронного газа между катодом и анодом рассмотрен также случай, когда эти электроды соединены тонкими токопроводящими слоями (квантовыми ямами) с двумерным газом.

1. Введение

Объектом рассмотрения в данной работе являются полупроводники с изотропным законом дисперсии энергии электронов $\varepsilon = \varepsilon(k)$, где $k = |\mathbf{k}|$, \mathbf{k} — двумерный или трехмерный волновой вектор, причем предполагается существование некоторой области \mathbf{k} , в которой $d^2\varepsilon/dk^2$ отрицательна, т.е. области с отрицательной дифференциальной эффективной массой (ОЭМ). Кроме изотропных законов $\varepsilon(k)$ также рассматривались анизотропные зависимости с ОЭМ в некотором заданном направлении, вдоль которого протекает ток. Приведем примеры физических объектов, где реализуется описанная ситуация.

1. Одноосно-деформированный (обычно — сжатый) дырочный полупроводник с вырожденными валентными зонами в точке $\mathbf{k} = 0$ [1].
2. Размерно-квантованные дырки в таком же полупроводнике с вырожденными валентными зонами [2,3]. Эффект может быть усилен, если квантовая яма с размерно-квантованными дырками выращена в составе псевдоморфной гетероструктуры таким образом, что нанесена на подложку со сжатием (см., например, [4]).¹
3. Размерно-квантованные электроны в двойной, асимметричной квантовой яме (например, [5]), созданной в гетероструктуре.

¹ Авторы благодарны Ж.П. Лебуртону (J.-P. Leburton) и Д. Вану (J. Wang) за ознакомление с рукописью работы [4] до ее публикации.

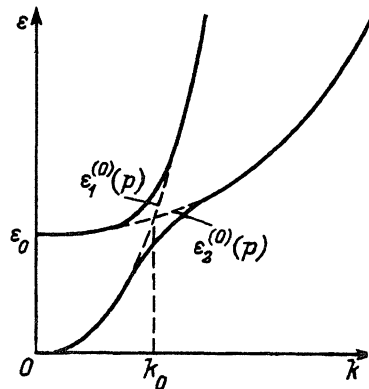


Рис. 1. Образование участка с отрицательной эффективной массой вблизи точки пересечения исходных термов.

Прокомментируем последний пример. Под двойной квантовой ямой (ДКЯ) мы имеем в виду пару параллельных квантовых ям, разделенных туннельно-проницаемым потенциальным барьером. Ассиметрия ДКЯ состоит в неодинаковости составляющих ям: предполагается, что эффективные массы электронов в этих ямах существенно различны, а электронные термы пересекаются при сравнительно небольшом значении $k = k_0$ (рис. 1). Участок с ОЭМ появляется, если расщепление электронных термов не слишком велико, т.е. если туннельная связь между ямами заметно ограничивает межъямный транспорт.

В данной работе участок с ОЭМ вводится как некоторое заданное свойство электронов вне связи с механизмом его образования. Конкретная аналитическая форма $\varepsilon(k)$ для модельного расчета близка к той, которая возникает в третьем из перечисленных выше примеров — в асимметричной ДКЯ.

По-видимому впервые баллистический транспорт электронов в ОЭМ в коротких n^+nn^+ -диодах был рассмотрен в работе одного из нас [6]; там обращено внимание на непригодность в этом случае стандартного подхода с одной прикатодной областью пространственного заряда (ОПЗ) и предположено наличие участка с отрицательной дифференциальной проводимостью N -типа (N -ОЛП) на вольт-амперной характеристике (ВАХ) диода. В более обстоятельной работе [7] (см. также [8]) в приближении виртуального катода было показано, что (а) — на участке ОЭМ прекращается рост с напряжением прикатодной ОПЗ и возникает вторая — прианодная — ОПЗ, причем дальнейший рост напряжения вызывает развитие только этой второй области; (б) — области пространственного заряда отделены друг от друга квазинейтральным «столбом», в котором положительный заряд доноров скомпенсирован зарядом пролетающих электронов с ОЭМ (таким образом, в этой области существуют только такие электроны; далее для этой области используется термин ОЭМ-электронный столб); (в) — по мере роста напряжения и расширения прианодной ОПЗ протяженность столба уменьшается; (г) — указанному диапазону напряжений (с двумя ОПЗ и ОЭМ-электронным столбом между ними) соответствует насыщение стационарного тока; (д) — режим насыщения тока завершается быстрым дрейфом прианодной ОПЗ к катоду и слиянием двух ранее разделенных ОПЗ; при этом столб с ОЭМ-электронами ликвидируется, а около анода возникает обычная квазинейтральная область, в которой главным образом представлены электроны с положительными эффективными массами.

Рассмотрение в работе [7] имеет полуклассический характер, не требует точной специализации закона $\varepsilon(k)$ (был установлен лишь общий характер $\varepsilon(k)$ с участком ОЭМ) и относится только к пространственно-одномерным распределениям концентрации электронов и электростатического потенциала, возникающим в плоских диодах с трехмерным электронным газом (3DEG) между электродами. Кроме того, как уже указывалось, явно использовано приближение виртуального катода.

Между тем в ряде физически важных случаев (размерно-квантованные дырки, электроны в асимметричной ДКЯ) интересующие нас зависимости $\varepsilon(k)$ появляются специфически для двумерного электронного газа (2DEG), т.е. для электронов, локализованных в промежутке между катодом и анодом в тонких проводящих каналах. Как показало специальное рассмотрение, выполненное в наших работах [9,10], баллистические токи, ограниченные пространственным зарядом, в ситуациях с двумерными (2D) электронами существенно отличны от трехмерных (3D) электронных токов, причем в случае 2DEG не удается использовать приближение виртуального катода (которое, однако, успешно применялось в [11] для описания диссипативного транспорта в тонких пленках). Поэтому результаты, полученные в [7,8] для 3D-электронов, ничего не говорят о 2D-электронах с ОЭМ.

Данная работа посвящена расчету баллистических токов электронов с ОЭМ как в случае 3DEG, так и в случае 2DEG. В отличие от [7,8] расчет выполнен без использования приближения виртуального (эффективного) катода, т.е. на основе точного численного решения уравнений квазиклассического одномерного транспорта для всех электронов, эмиттируемых как катодом, так и анодом. Естественно, что численные методы потребовали вполне определенного выбора зависимости $\varepsilon(k)$, который выполнен на основе модельных представлений, приведенных в разд. 2. Одномерный транспорт электронов реализуется в электрических полях с одномерным электростатическим потенциалом для 3DEG и с двумерным потенциалом для 2DEG, определяемым из самосогласованной пуассоновской задачи.

В работе [7] было высказано предположение о неустойчивости стационарных распределений электронов на участке насыщения тока в силу неустойчивости однородного дрейфового состояния электронной среды с ОЭМ. Хотя данная работа посвящена главным образом решению стационарной задачи (а нестационарной проблеме будет посвящено отдельное рассмотрение), здесь приводятся несколько результатов, относящихся к колебаниям электрического тока в короткозамкнутой внешней цепи как в случае диода с 3DEG, так и в случае диода с 2DEG. Эти результаты показывают принципиальную возможность генерации электрических колебаний в терагерцовом диапазоне.

2. Постановка задачи.

2.1 Далее рассмотрен баллистический транспорт в коротком n^+nn^+ -диоде электронов с законом дисперсии

$$\varepsilon(k) = \frac{1}{2} \left(\varepsilon_1(k) + \varepsilon_2(k) - \sqrt{[\varepsilon_1(k) - \varepsilon_2(k)]^2 + 4\Delta^2} \right), \quad (1)$$

где $\varepsilon_1(k) = \hbar^2 k^2 / 2m$, $\varepsilon_2(k) = \varepsilon_0 + \hbar^2 k^2 / 2M$, $M > m$.

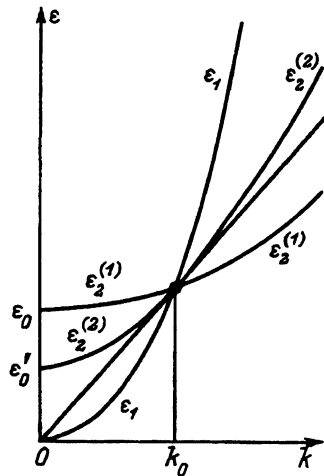


Рис. 2. Иллюстрация необходимости условия (2) при использовании модельной зависимости (1).

Условие $M > m$, являясь необходимым для пересечения термов $\varepsilon_1(k)$ и $\varepsilon_2(k)$, недостаточно для получения необходимого нам квазинейтрального «столба» с ОЭМ-электронами. Далее будет показано, что необходимо выполнение с некоторым запасом условия

$$M > 2m, \quad (2)$$

т.е. изменение (потяжеление) эффективной массы на участке ОЭМ должно быть весьма существенным. Необходимость выполнения условия (2) проиллюстрирована на рис. 2, на котором показаны два варианта прохождения кривой $\varepsilon_2(k)$ через одну и ту же точку пересечения при $k = k_0$: $\varepsilon_2^{(1)}$ и $\varepsilon_2^{(2)}$. Из этих двух вариантов нас устраивает один: $\varepsilon_2^{(1)}(k)$, имеющий место при выполнении условия (2), если $\Delta \rightarrow 0$ в формуле (1).

Непригодный вариант $\varepsilon_2^{(2)}(k)$ имеет место при $m < M < 2m$.

Далее предполагается, что $\varepsilon_0 \gg 2\Delta$, т.е. в примере с ДКЯ минимальное расщепление электронных термов 2Δ (при $k = k_0$) много меньше исходного расщепления ε_0 (при $k = 0$). При $k \ll k_0$ из (1) следует $\varepsilon(k) = \varepsilon_1(k)$, а при $k \gg k_0$ имеем $\varepsilon(k) = \varepsilon_2(k)$. Вблизи точки пересечения $k = k_0$ исходных термов $\varepsilon_1(k)$ и $\varepsilon_2(k)$ можно написать

$$\varepsilon(k) = \varepsilon(k_0) + \hbar v(k_0) \delta_1 k - \frac{\hbar^2 (\delta_1 k)^2}{2m_n}, \quad (3)$$

где $k_0^2 = \frac{2mM}{M-m} \frac{\varepsilon_0}{\hbar^2}$, $\delta_1 k = k - k_0$, $\varepsilon(k_0) = \frac{M}{M-m} \varepsilon_0 - \Delta$,

$$v(k_0) = \frac{\hbar k_0}{2} \frac{m+M}{mM} = (M+m) \sqrt{\varepsilon_0 / 2mM(M-m)},$$

$$\frac{\hbar^2}{2m_n} = \frac{\hbar^2}{4mM} \left(\frac{\varepsilon_0}{\Delta} (M-m) - (M+m) \right). \quad (4)$$

Из формулы (4) следует: участок с отрицательной массой существует при

$$\Delta < \varepsilon_0 \frac{M-m}{M+m}. \quad (5)$$

Удобнее, однако, (см. [7,8]) использовать разложение $\varepsilon(k)$ около точки $k = k_c$, в которой выполняется условие касания

$$\varepsilon(k_c) = k_c \varepsilon'(k_c), \quad (6)$$

где штрих означает производную по k . При выполнении сильного неравенства $4\Delta^2 \ll \varepsilon_0^2$ точки k_0 и k_c лежат вблизи друг друга:

$$\delta = k_c - k_0 = k_0 \frac{m_n}{2M} \approx k_0 \frac{m}{M - m} \frac{\Delta}{\varepsilon_0}. \quad (7)$$

При этом $v(k_c) \cong v(k_0) - \hbar\delta/m_n \cong \hbar k_0/2m$, так что аналогично можно записать

$$\varepsilon(k) = \varepsilon(k_c) + \frac{\hbar^2 k_0 \delta k}{2m} - \frac{\hbar^2 (\delta k)^2}{2m_n}, \quad (8)$$

где $\delta k = k - k_c$, $\varepsilon(k_c) = \frac{M}{M - m} \varepsilon_0 - \Delta \left(\frac{3}{2} - \frac{M^2 + 2m^2}{2(M - m)^2} \right)$.

Кроме изотропного закона дисперсии (ИЗД) в целях упрощения рассматривался анизотропный закон дисперсии (АЗД):

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = \varepsilon_1(k) + \frac{1}{2} \left(\varepsilon_2(k_x) - \varepsilon_1(k_x) - \sqrt{[\varepsilon_1(k_x) - \varepsilon_2(k_x)]^2 + 4\Delta^2} \right), \quad (9)$$

где $\varepsilon_{1,2}(k)$ определены так же, как в (1). При этом участок с ОЭМ возникает только вдоль одного направления волнового вектора k_x . Конкретные расчеты показывают, что законы (1) и (9) приводят с малыми количественными различиями к одинаковым качественным результатам.

2.2 Рассмотрен баллистический транспорт электронов как в случае $3DEG$ в n -базе n^+pn^+ -диода ($3D$ -случай), так и в случае $2DEG$ в тонких слоях (квантовых ямах), соединяющих плоские n^+ -электроды (катод и анод). Обычно решалась задача с параллельными слоями, расположенными периодически, при различных соотношениях между межэлектродным расстоянием l и пространственным периодом L многослойной структуры [9,10]. Случаю одиночных слоев соответствует условие $L \gg l$ ($2D$ -случай).

Наряду с $3D$ - и $2D$ -случаями рассматривался промежуточный квази- $2D$ -случай, в котором также электроны локализованы в тонких слоях, соединяющий электроды, но слои предполагаются достаточно толстыми, так что поперечное движение электронов не квантовано, т.е. слои содержат $3DEG$. Одновременно предполагается, что слои узки по сравнению с эффективным радиусом экранирования в $3DEG$, так что поперечным изменением потенциала в пределах слоя можно пренебречь.

В $3D$ -случае баллистическая транспортная задача сводится к решению одномерного уравнения Пуассона

$$\frac{\kappa}{e} \frac{d^2 \varphi}{dx^2} = n - n_0, \quad (10)$$

где φ — электростатический потенциал, n_0 — концентрация заряженных доноров, предполагаемая далее однородной во всей базе $(0, l)$, κ — диэлектрическая проницаемость. Уравнение (10) решается совместно с граничными условиями $\varphi(0) = 0$, $\varphi(l) = U$ и бесстолкновительным кинетическим уравнением

$$v_x(\mathbf{k}) \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{e}{\hbar} \frac{d\varphi}{dx} \frac{\partial f}{\partial k_x} = 0, \quad (11)$$

где $v_x(\mathbf{k}) = \partial \varepsilon(\mathbf{k}) / \hbar \partial k_x$, $\varepsilon(\mathbf{k})$ дается формулой (1) или (9), $f = f(x, \mathbf{k})$ — функция распределения электронов, так что

$$n(x) = \frac{2}{(2\pi)^3} \int d^3\mathbf{k} f(x, \mathbf{k}). \quad (12)$$

Уравнение (11) в свою очередь сопровождается условием конечности $n(x)$ по формуле (12) и граничными условиями на катоде и аноде, где заданы распределения электронов, вылетающих из этих электродов:

$$\begin{aligned} f(0, \mathbf{k}) \Big|_{k_x > 0} &= f_C[\varepsilon(\mathbf{k})], \\ f(l, \mathbf{k}) \Big|_{k_x < 0} &= f_A[\varepsilon(\mathbf{k})]. \end{aligned} \quad (13)$$

С этим условием из (11) следует (для $0 \leq x \leq l$)

$$\begin{aligned} f(x, \mathbf{k}) &= f_C[\varepsilon(k_x, k_\perp) + e\varphi(x)] \left[\theta(\delta\varepsilon)\theta(k_x) + \theta(-\delta\varepsilon)\theta(x_m - x) \right] + \\ &+ f_A[\varepsilon(k_x, k_\perp) + e\varphi(x) - eU] \left[\theta(\delta\varepsilon)\theta(-k_x) + \theta(-\delta\varepsilon)\theta(x - x_m) \right], \end{aligned} \quad (14)$$

где $k_\perp = |\mathbf{k}_\perp|$, $\mathbf{k}_\perp = \{k_y, k_z\}$ для 3D-случая или квази-2D-случая и $k_\perp = k_y$ для 2D-случая; x_m — положение минимума потенциала (виртуального катода) между электродами: $0 \leq x_m \leq l$; это положение находится в результате самосогласованной процедуры решения (10) и (12); $\delta\varepsilon = \delta\varepsilon(k_x, k_\perp; x) = \varepsilon(k_x, k_\perp) - \varepsilon(0, k_\perp) + e\varphi(x) - e\varphi_m$; φ_m — потенциал виртуального катода: $\varphi_m = \varphi(x_m)$; наконец, $\theta(x) = 0$ при $x < 0$ и $\theta(x) = 1$ при $x > 0$. С известной $f(x, \mathbf{k})$ можно по формуле (12) вычислить фигурирующую в (10) концентрацию

$$n(x) = \frac{2}{(2\pi)^2} \int_0^\infty k_\perp dk_\perp \int_{-\infty}^\infty dk_x f(x, k_x, k_\perp). \quad (15)$$

Отметим, что при использовании АЗД (9) первое интегрирование в (15) выполняется аналитически, что является заметным упрощением процедуры.

2.3. В 2D-случае (равно, как и в квази-2D-случае) в диэлектрических промежутках, разделяющих полупроводниковые слои и составляющих основное заполнение межэлектродного пространства, решалась двумерная задача с уравнением Лапласа

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) = 0 \quad (16)$$

$$\varphi(0, y) = 0, \quad \varphi(l, y) = U,$$

$$\pm \frac{\kappa}{e} \frac{\partial \varphi}{\partial y} \Big|_{y=\pm L/2} = \frac{1}{2} [N(x) - N_0], \quad (17)$$

где $N(x)$ — поверхностная плотность электронов в полупроводниковом слое (на единицу площади), N_0 — аналогичная плотность доноров.

В $2D$ -случае в качестве $N(x)$ фигурирует величина

$$N(x) = \frac{2}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \int_{-\infty}^{\infty} dk_x f(x, k_x, k_y) \quad (18)$$

с функцией $f(x, k_x, k_y)$, получаемой из (14). В квази- $2D$ -случае

$$Nx = an(x), \quad (19)$$

где a — толщина полупроводникового слоя, а $n(x)$ дается формулой (15).

Функция $f_{C,A}(\varepsilon)$, фигурирующие в граничных условиях (13) и отсюда в решениях (14), задавались в виде функций Ферми-Дирака

$$f_{C,A}(\varepsilon) = \left(1 + \exp \frac{\varepsilon - \varepsilon_F^{(C,A)}}{T} \right)^{-1}, \quad (20)$$

где $\varepsilon_F^{(C,A)}$ — энергии Ферми на катоде и аноде соответственно. Последние определялись заданной исходной концентрацией электронов при $x = 0$ и $x = l$. Поскольку рассматривались только симметричные структуры, $\varepsilon_F^{(C)} = \varepsilon_F^{(A)}$.

3. Результаты

3.1 Вычислялись распределения потенциала $\varphi(x)$ и концентрации $n(x)$ [или $N(x)$] для заданных структур (т.е. заданных значений) l , κ , n_0 (или N_0), $n_C = n_A$ (или $N_C = N_A$), а также для заданных параметров $\varepsilon(k)$ (т.е. m , M , ε_0 , Δ) при различных значениях U . Кроме этого для всех значений U определялась плотность тока J (или ток через один слой I), что давало возможность построить стационарные ВАХ. Как отмечалось выше, замена ИЗД (1) на АЗД (9) не сказалась критическим образом на результатах. Равно не обнаружилось принципиального различия между $2D$ - и квази- $2D$ -случаями.

Результаты, полученные для $3D$ -случая, находятся в отличном согласии с предсказаниями предыдущего качественного рассмотрения [7,8]. Результаты, полученные для $2D$ -случая, заметно отличаются от результатов для $3D$ -случая и не имеют предшественников для сравнения.

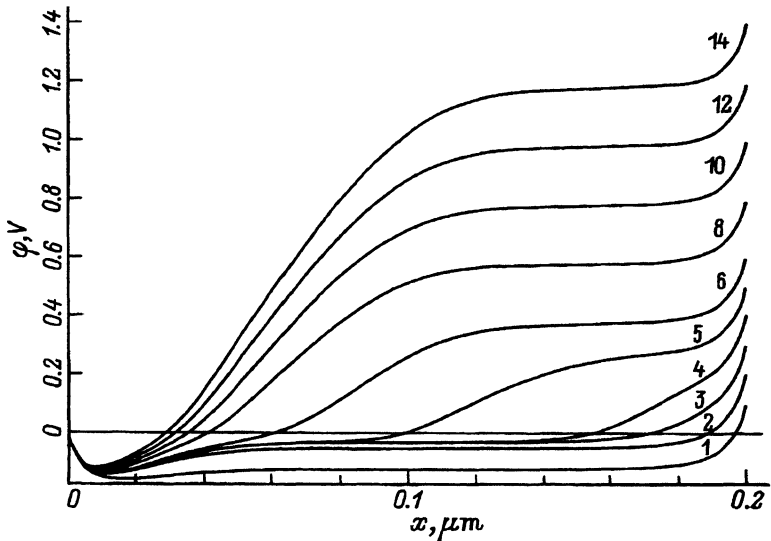


Рис. 3. Распределение потенциала $\varphi(x)$ при различных напряжениях U в образце А с анизотропным законом дисперсии и параметрами: $f = 0.2 \mu\text{м}$, $m = 0.085m_0$, $M = 0.27m_0$, $\epsilon_0 = 0.1 \text{эВ}$, $\Delta = 0.002 \text{эВ}$, $n_0 = 5 \cdot 10^{17} \text{см}^{-3}$, $n_C = n_A = 10^{19} \text{см}^{-3}$ (при $U = 0$), $\kappa = 12.92$, $T = 300 \text{К}$. Цифры у кривых соответствуют значениям напряжения $10U$ в В.

На рис. 3 и 4 показаны распределения потенциала $\varphi(x)$ и концентрации $n(x)$ для «образца» с длиной базы $l = 0.2 \mu\text{м}$, сравнительно небольшим отношением масс $M/m \cong 3$ ($m = 0.085$) и весьма большим отношением $\epsilon_0/\Delta = 50$ ($\Delta = 0.002$), приводящим к очень малой ОЭМ: $m_n \cong 2mM\Delta/(M - m)\epsilon_0 = 0.06m$. Прочие параметры структуры ука-

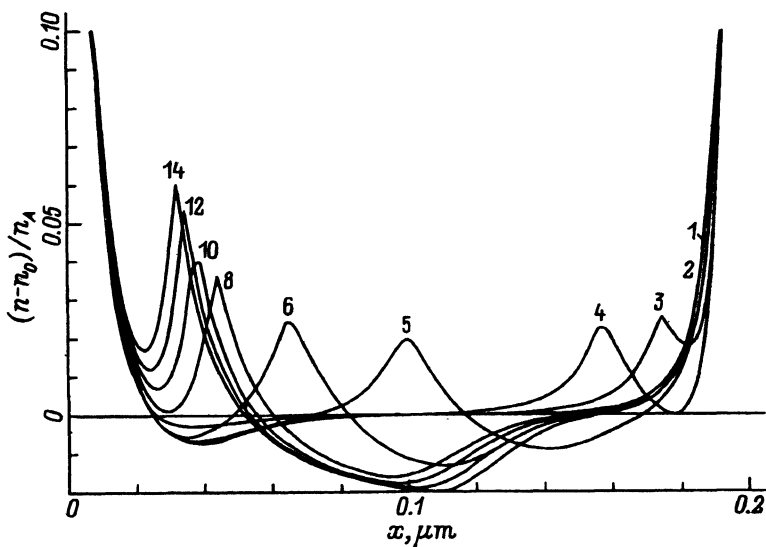


Рис. 4. Распределение концентрации $n(x)$ для того же образца А, что и на рис. 3, при тех же значениях напряжения U .

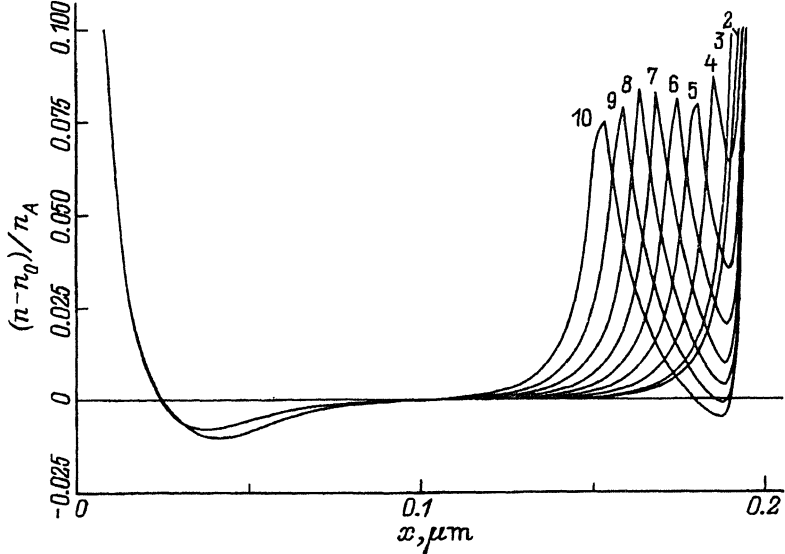


Рис. 5. То же, что на рис. 4, для образца *B* с анизотропным законом дисперсии; $M = 0.54 m_0$, $\epsilon_0 = 0.2 \text{ эВ}$; остальные параметры образца *B* и нумерация кривых в зависимости от напряжения U те же, что на рис. 3

заны в подписи к рис. 3. Главные особенности этих рисунков даются кривыми, соответствующими $U = 0.2 \div 0.6 \text{ В}$. Переход от кривой для $U = 0.1 \text{ В}$ к кривой для $U = 0.2 \text{ В}$ демонстрирует рост области обеднения, следующий сразу за областью обогащения около виртуального катода. Напряжение падает главным образом на этой растущей области. Переход к кривой для $U = 0.3 \text{ В}$ демонстрирует заметное изменение характера поведения: теперь все дополнительное падение напряжения имеет место около анода, где образовалась дипольная статическая ОПЗ — область обогащения и следующая за ней область обеднения. Можно констатировать, что при переходе от $U = 0.2 \text{ В}$ к $U = 0.3 \text{ В}$ возникла область («столб») с ОЭМ-электронами между прикатодной ОПЗ и прианодной ОПЗ. Следующая существенная эволюция происходит между $U = 0.4 \text{ В}$ и $U = 0.5 \text{ В}$ — прианодная ОПЗ оторвалась от анода и отдрейфовала к катоду, приблизившись к прикатодному слою обеднения. Дальнейшее U приводит к более тесному слиянию двух ранее раздельных ОПЗ и затем к расширению образовавшейся слитой ОПЗ.

Увеличение значений M и ϵ_0 в формуле (1) (от 0.27 до $0.54 m_0$ и от 0.1 до 0.2 эВ соответственно) резко изменяет ситуацию: диапазон напряжений, в котором существует ОЭМ-электронный столб, существенно возрастает. На рис. 5 видно существование этого столба вплоть до напряжения $U = 1.0 \text{ В}$, выше которого расчет не выполнялся. При этом область столба укорачивается за счет расширения прианодной дипольной ОПЗ, слой обогащения которой перемещается в сторону катода. На рис. 6 представлены ВАХ образцов *A* и *B*, чьи параметры представлены в подписях к рис. 3 и 5. Видно, что образец *A* характеризуется коротким участком насыщения тока (на котором существует ОЭМ-электронный столб), тогда как образец *B* имеет длинный участок более совершенного насыщения тока (не прешедший на рис. 6 в участок дальнейшего нарастания тока).

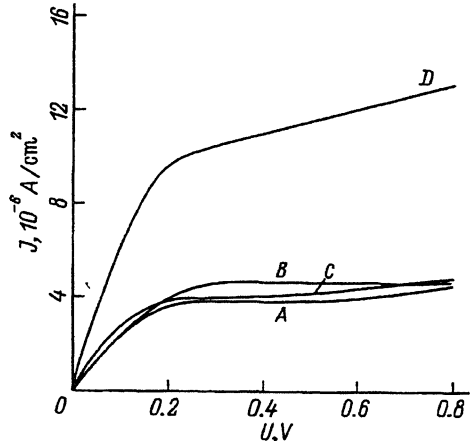


Рис. 6. ВАХ образцов *A* и *B* с параметрами, указанными в подписях к рис. 3 и 5 соответственно, а также образцов *C* и *D* с параметрами, указанными далее — в подписях к рис. 7 и 9.

Итак, мы видим, что в $3D$ -случае имеют место предсказанные в [7] особенности поведения: возникновение второй (прианодной) дипольной ОПЗ, насыщение тока при ее разделенном существовании у анода, ее смещение к катоду при окончании участка насыщения и образование при этом двух бесполовых (квазинейтральных) областей, слияние двух ОПЗ у катода и переход к «нормальному» баллистическому режиму с тяжелой массой. Все эти особенности получены при строгом численном рассмотрении транспорта на основе заданного закона $\varepsilon(k)$, причем выполнялись вариации таких параметров, как l , M , ε_0 , Δ и т.д.

3.2 В случае простого параболического закона дисперсии особенности баллистического транспорта для $2D$ -случая [9,10] существенно отличны от представлений, выработанных на основе результатов решения одномерной стандартной задачи в $3D$ -случае. В частности, при легированных n -базах в $2D$ -случае [10] не возникает столь совершенных квазинейтральных бесполовых областей, как возникающие в $3D$ -случае. Поэтому справедливы сомнения в возможности получения в $2D$ -случае совершенных ОЭМ-электронных столбов, участков насыщения тока, сопровождающих их существование и заодно всей картины процесса, описанной в [7].

На рис. 7 и 8 для $2D$ -случая построены зависимости $\varphi(x, L/2)$ и $N(x)$, аналогичные зависимостям на рис. 3 и 4. Параметры образцов (m , M , ε_0 , Δ и др.) выбраны в обоих случаях одинаковыми, а N_0 и $N_{C,A}$ взяты таким образом, чтобы $N_0/N_C = n_0/n_C$ (средние объемные концентрации N_0/a и N_C/a в $2D$ -случае взяты равными n_0 и n_C в $3D$ -случае). Из рис. 7 и 8 видно, что первоначально (как и в $3D$ -случае) напряжение U падает главным образом около катода, но затем (при $U > 0.2$ В) начинается рост новой прианодной ОПЗ (как и в $3D$ -случае). Однако прианодная ОПЗ далее никуда от анода не отрывается — она лишь непрерывно расширяется с ростом U , распространяясь на всю длину образца. По образцу перемещается (с ростом U по направлению к катоду) только слой обогащения прианодной ОПЗ; слой обеднения стоит на месте, расширяясь и углубляясь. Эта особенность поведения хорошо прослеживается для образца *D* (рис. 9) с более высоким значениями M и N_0 , чем соответствующие величины для образца *C* (рис. 7 и 8).

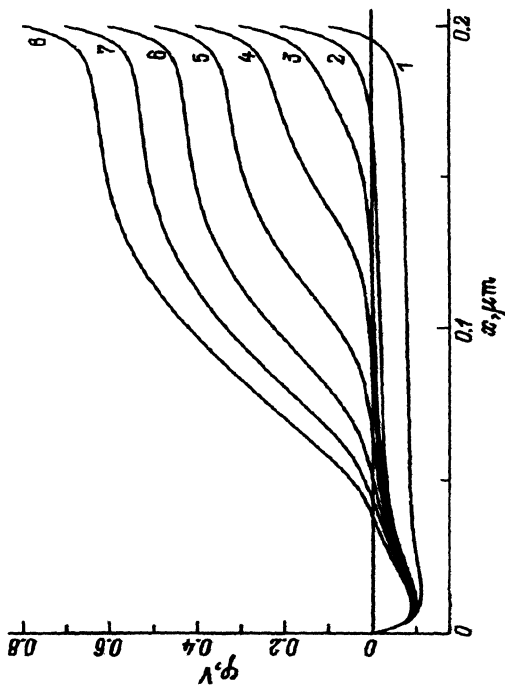


Рис. 7. Распределение $\varphi(x, L/2)$ в $2D$ -случае для образца C с изотропным законом дисперсии и теми же параметрами, что у образца A на рис. 3; $a = 0.05 \mu\text{m}$, $N_0 = n_0 a = 2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $N_C = N_A = n_C$, $a = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Нумерация кривых в зависимости от напряжения U та же, что на рис. 3.

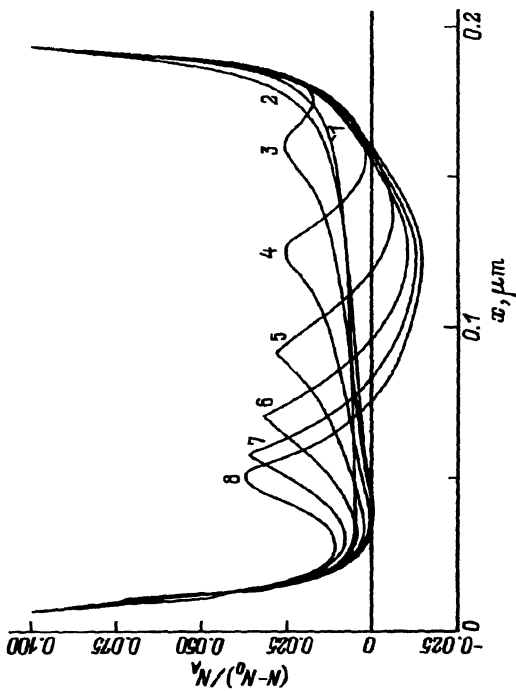


Рис. 8. Распределение концентрации $N(x)$ для того же образца C , что на рис. 7, при тех же значениях напряжения U .

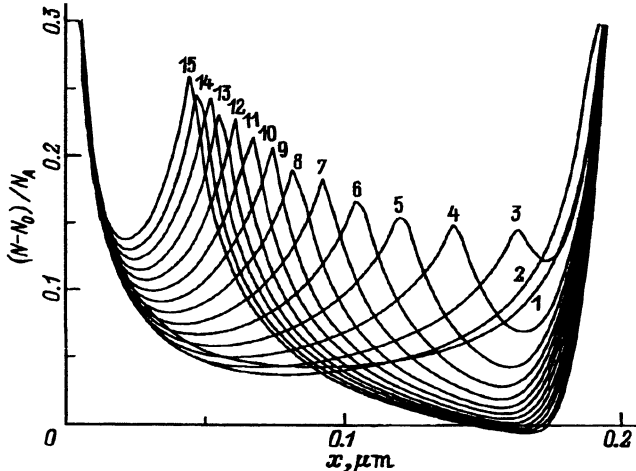


Рис. 9. Распределение $N(x)$ для образца D с анизотропным законом дисперсии; $M = 0.35m_0$, $\varepsilon_0 = 0.1 \text{ эВ}$; $N_0 = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Остальные параметры образца D и нумерация кривых в зависимости от напряжения U те же, что на рис. 7.

На рис. 6 представлена ВАХ образцов C и D (в которых реализован $2D$ -случай). Видно, что здесь строгого насыщения тока не возникает, хотя существенное замедление его роста несомненно присутствует. Распределения $N(x)$ (рис. 8 и 9) не демонстрируют явного наличия ОЭМ-электронного столба, хотя области весьма слабого электрического поля между двумя ОПЗ имеются налицо. Поэтому и в $2D$ -случае возникают особенности стационарных распределений, явно связанных с присутствием ОЭМ в законе дисперсии.

4. Колебания тока

Предыдущие численные результаты получены с использованием стационарных уравнений и программы, позволяющей получить их решение без использования нестационарной процедуры. Вопрос об устойчивости полученных стационарных решений при этом никак не рассматривается. Между тем в [7] было указано, что решения с ОЭМ-электронным столбом, по-видимому, неустойчивы ввиду явной неустойчивости однородной дрейфующей плазмы, в которой положительный заряд доноров скомпенсирован отрицательным зарядом ОЭМ-электронов. При этом флуктуации концентрации и поля любой частоты нарастают с одним и тем же инкрементом, определяемым плазменной частотой ОЭМ-электронов (т.е. массой m_n). Поэтому вопрос о решениях нестационарной задачи баллистического транспорта особенно интересен. Этому вопросу авторы данной статьи собираются посвятить отдельное сообщение, ограничившись далее только краткими замечаниями.

Для рассмотрения нестационарной проблемы левая часть уравнения (11) дополнялась слагаемым $\partial f / \partial t$; решение таким образом дополненной задачи потребовало применения существенно новой численной процедуры (по сравнению с процедурой, описанной в работе [9] и использованной здесь). Исследование баллистического тока как в $3D$ -

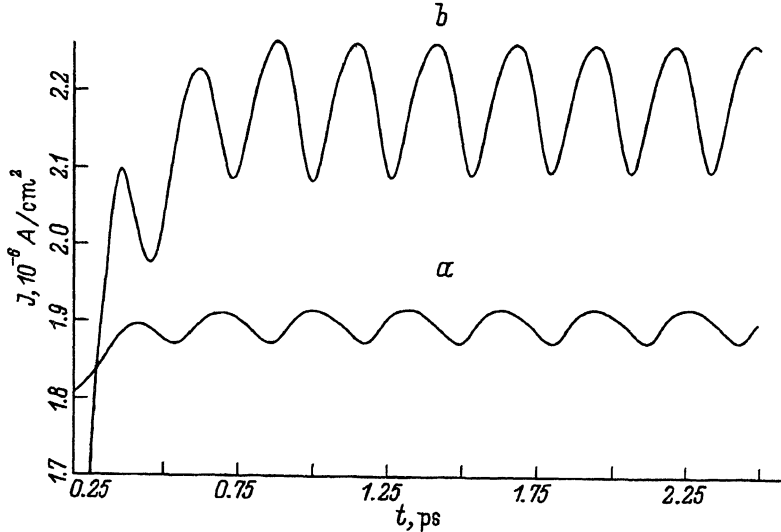


Рис. 10. Временные колебания тока: *a* — для того же образца *C*, что и на рис. 7, и *b* — в образце с параметрами: $l = 0.1 \mu\text{m}$, $\epsilon_0 = 0.1 \text{eV}$, изотропный закон дисперсии; остальные параметры совпадают с соответствующими значениями для образца *B* на рис. 5.

так и в $2D$ -случаях при заданном постоянном напряжении U на аноде (режим короткого замыкания) показало существование периодических осцилляций тока в некоторых диапазонах изменения U (приближающимся к участкам насыщения тока в $3D$ -случае). В $2D$ -случае эти колебания всегда были малыми по амплитуде (по сравнению с постоянным током) и почти гармоническими. В $3D$ -случае эти колебания были малыми и гармоническими только на границах диапазона напряжений или в случаях, когда параметры образца были выбраны таким образом, что этот диапазон был узким или невыраженным.

Вне диапазонов стационарных колебаний тока существовали области напряжений, в которых извне легко возбуждались медленно затухающие осцилляции тока. На рис. 10 в качестве примеров приведены малые колебания тока в $3D$ -случае (для сравнительно короткого образца со слабо выраженным и коротким участком насыщения тока), а также в $2D$ -случае. Параметры соответствующих образцов указаны в подписи к рис. 10. Обращают на себя внимание значения периодов колебаний, равные в указанных двух случаях 0.27 и 0.32 пс. Отметим, что периоды больших осцилляций имеют величины тех же порядков.

5. Заключение.

В статье приведены результаты численного решения стационарной задачи о баллистическом транспорте электронов со специфическим законом дисперсии, характеризующимся участком с ОЭМ как в стандартном $3D$ -случае, так и в практически важном $2D$ -случае. Найдены необычные распределения электронных концентраций, характеризующиеся наличием дополнительных прианодных дипольных ОПЗ, расширяющихся с ростом напряжения и меняющихся (в $3D$ -случае) свое

пространственное положение. Главной особенностью этих распределений является существование областей, преимущественно заселенных электронами с ОЭМ. Наличие таких областей обуславливает неустойчивость стационарных распределений и возникновение колебаний тока. Приведены предварительные результаты исследования таких колебаний, имеющих место как в $3D$ -, так и в $2D$ -случаях. Частота возникающих колебаний весьма перспективна для нужд современной электроники.

Авторы благодарят Фонд фундаментальных исследований Государственного комитета по науке и технике Украины за частичную поддержку данного исследования.

Список литературы

- [1] Г.Л. Бир, Г.И., Г.И. Пикус. *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (М., Наука, 1972).
- [2] М.И. Дьяконов, А.В. Хаецкий. *ЖЭТФ*, **82**, 1584 (1982).
- [3] Л.Г. Герчиков, А.В. Субашиев. *Phys. St. Sol. (b)*, **160**, 443 (1990).
- [4] J. Wang, P. von Allmen, J.-P. Leburton, K.J. Linden. *IEEE J. Quant. Electron.* (in press).
- [5] R.Q. Yang, J.M. Xu. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 315 (1991).
- [6] З.С. Грибников. *ФТП*, **28**, 880 (1994).
- [7] З.С. Грибников, А.Н. Коршак. *ФТП*, **28**, 1445 (1994).
- [8] Z. Gribnikov, A. Korshak. *Proc. 185th meeting of Electrochem. Society*, May 22-27, San-Francisco, 1994.
- [9] Н.З. Вагидов, З.С. Грибников, А.Н. Коршак. *ФТП*, **28**, 1873 (1994).
- [10] Н.З. Вагидов, З.С. Грибников, А.Н. Коршак. *ФТП*, **29**, 1958 (1995).
- [11] A.A. Grinberg, S. Luryi, M.R. Pinto, N.L. Schryer. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **36**, 1162 (1989).

Редактор Т.А. Полянская

Spatial charge of injected ballistic electrons having the negative effective mass

N.Z. Vagidov, Z.S. Gribnikov, A.N. Korshak

Institute of Semiconductor Physics, Ukrainian Academy of Sciences, 252650 Kiev, the Ukraine