1994 PHYSICS AND TECHNICS OF SEMICONDUCTORS vol. 28, N 5

ОГРАНИЧЕННЫЙ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ ЗАРЯДОМ БАЛЛИСТИЧЕСКИЙ ТРАНСПОРТ ЭЛЕКТРОНОВ СО СЛОЖНЫМИ ЗАКОНАМИ ДИСПЕРСИИ

З.С.Грибников

Институт физики полупроводников Академии наук Украины, 252650, Киев, Украина

(Получена 6 декабря 1993 г. Принята к печати 15 декабря 1993 г.)

Рассмотрен баллистический электронный ток, ограниченный пространственным зарядом инжектированных катодом электронов в диоде с легированной базой в режиме, когда часть базы квазинейтральна за счет квазиравновесных электронов, приходящих из анода и туда же возвращающихся. В случае сложных законов дисперсии этих электронов $\varkappa\varepsilon(\mathbf{k})$, включающих участки отрицательных эффективных масс, появляются падающие ветви зависимостей тока от напряжения, причем стационарные решения задачи в заданном классе решений могут быть получены только на восходящих ветвях характеристик (но отсутствуют на падающих).

Обсуждены возможности реализации рассматриваемых сложных законов $\varepsilon(\mathbf{k})$ с помощью сверхрешеток одиночных или двойных квантовых ям, составленных из материалов с сильно различающимися эффективными массами.

Введение

Цель данной статьи — рассмотреть баллистический транспорт электронов в тонкобазовых n^+-n-n^+-диодах в случае ограничения тока пространственным зарядом. Отличительная особенность этого рассмотрения состоит в предположении сложного закона дисперсии энергии электронов $\varepsilon(\mathbf{k})$, где $\mathbf{k}$ — волновой вектор. Этот закон предполагается существенно отличным от $\varepsilon(\mathbf{k}) = \hbar^2k^2/2m$, где m — эффективная масса; указанное отличие приводит к иным конфигурациям пространственного заряда и иным зависимостям тока от напряжения. Нам известна только одна попытка подобного рассмотрения [1]. Однако в этой работе рассмотрен единственный тип спектра $\varepsilon(\mathbf{k})$, а именно непараболическая зависимость:

$$\varepsilon(k) = -\frac{\varepsilon_g}{2} + \frac{\varepsilon_g}{2}\left(1 + \frac{2\hbar^2k^2}{m\varepsilon_g}\right)^{1/2}, \tag{1}$$

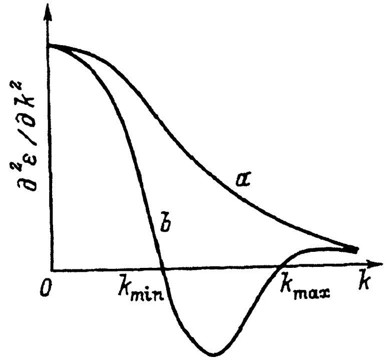

Рис. 1. Зависимости обратной эффективной массы от k для спектра типа (1) (a) и в случае интервала с ОЭМ (b).

где ε_g — ширина запрещенной зоны. Кроме того, в работе [1] использовано «однопотоковое» приближение при описании распределения электронов в k-пространстве, т.е. соотношение между электронным потоком $\mathbf{j}$ и полной концентрацией электронов в точке n принято в виде

$$\mathbf{j} = \mathbf{v}n, \tag{2}$$

где $\mathbf{v}$ — групповая скорость электронов в той же точке. Такое приближение широко распространено в работах, посвященных баллистическому транспорту в $n^+{-}n{-}n^+$-структурах (см., например, раздел 2.9 в работе [2]). В данной работе рассмотрены зависимости $\varepsilon(\mathbf{k})$, существенно отличные от (1). В частности, особенное внимание уделяется зависимостям, в которых переход от легких масс при малых k к тяжелым массам при больших k осуществляется через некий интервал $(k_{\min}, k_{\max})$ с отрицательными эффективными массами (ОЭМ), т.е. существенно более резко, чем это предусмотрено формулой (1) (рис. 1). Такие зависимости, например, характерны для гетероструктурных квантовых ям, построенных из материалов с существенно различными эффективными массами электронов в яме и в окружающих ее барьерах. Этот факт вытекает, в частности, из формул раздела 2 работы [3]. Естественно, что такие зависимости определяются параметрами конкретной гетероструктуры и в отличие от (1), не связаны непосредственным образом с шириной щели ε_g. Далее, в разделе 2, мы еще вернемся к вопросу о формировании $\varepsilon(\mathbf{k})$ в разнородных по массе гетероструктурах. А в разделе 1 будет показано, что зависимости $\varepsilon(\mathbf{k})$ с участками ОЭМ могут приводить к падающим ветвям N-типа на вольтамперных характеристиках (ВАХ) $n^+{-}n{-}n^+$-диодов. Эти N-образные ВАХ с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП) не связаны ни с какими механизмами рассеяния или релаксации и зависят лишь от динамических параметров электронов в структуре. Раздел 2 также посвящен обсуждению приближений и критериев их законности.

1. ВАХ с участками N-ОДП для модельных баллистических структур

Рассмотрим $n^+{-}n{-}n^+$-диодную структуру с поданым на нее напряжением V. Как известно, при подаче напряжения на симметричную структуру экстремум потенциальной энергии электрона смещается к катоду, образуя виртуальный катод ($x = x_c$) недалеко от

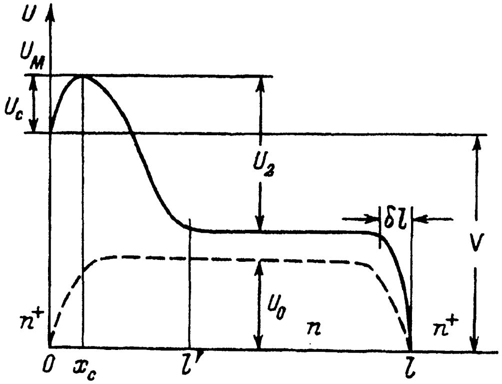

Рис. 2. Распределение потенциала в $n^+{-}n{-}n^+$-диоде без внешнего напряжения (штриховая линия) и с внешним напряжением V (сплошная). Для простоты потенциалы катода и анода зафиксированы в точках $x = 0$ и $x = l$ соответственно (а не в бесконечно удаленных точках.)

$n^+{-}n$-границы (рис. 2). Напряжение V приближенно слагается из трех частей — $U_1 = U_0 - U_c$, U_2 и $U_3 = U_a - U_0$, где U_a — потенциал анода. При этом предполагается, что напряжение $V + U_1 + U_2 + U_3$ достаточно мало и в диоде сохраняется конечная квазинейтральная область $l' < x < l - \delta l$, в которой концентрация электронов n приблизительно равна концентрации доноров n_0. Потенциальная энергия eU_M, где $U_M = V + U_c = U_a + U_2$, делит шкалу энергий на две области. Электроны с энергиями $\varepsilon < eU_M$ разделены потенциальным барьером на два квазиравновесных газа. При $x < x_c$ электроны, приходящие из катода, отражаются от барьера и уходят обратно в катод. Равновесность этого газа поддерживается релаксационными процессами в глубине катода. При $x > x_c$ элекроны, приходящие из n^+-анода, уходят обратно после отражения справа от того же барьера. Равновесность газа справа обеспечивается релаксационными процессами в глубине n^+-анода. Нарушение равновесности связано лишь с неидеальностью баллистического транспорта электронов в n-базе, создающей малый поток электронов через энергетическую границу $\varepsilon = eU_M$. Среди электронов с энергией $\varepsilon > eU_M$ имеется компонента, пролетающая от катода к аноду, а также обратная компонента, меньшая первой при $V > 0$, пролетающая от анода к катоду. В случае квазиклассически плавного хода потенциала оценочные формулы для концентраций квазиравновесных электронов (в случае невырожденного электронного газа) имеют вид

$$n^{(-)}(x) = n_0 \exp(-\Psi'), \qquad n^{(+)}(x) = n_0 \exp(-\Psi), \tag{3}$$

где $n^{(-)}(x)$ — концентрация при $x < x_c$, $n^{(+)}(x)$ — концентрация при $x > x_c$, $\Psi' = e(U - U_0 - V)/kT$, $\Psi = e(U - U_0)/kT$; здесь kT — тепловая энергия, отсчет потенциала U производится от потенциала анода (рис. 2). К концентрациям $n^{(-)}(x)$ и $n^{(+)}(x)$ следует добавить концентрацию пролетающих электронов $n'(x)$, которую в том же квазиклассическом приближении и при условии $eV \gg kT$ можно записать в виде

$$n'(x) = \left(j^{(+)} + j^{(-)}\right) \Big/ v(x), \tag{4}$$

где $j^{(+)}$ — поток электронов, летящих от катода к аноду, $j^{(-)}$ — поток электронов, летящих в обратную сторону, взятый также со знаком

«+», так что полный поток электронов равен

$$j = j^{(+)} - j^{(-)}. \tag{5}$$

Вообще говоря, поток $j^{(-)}$ образован не только вылетающими из анода электронами, но и катодными электронами, отраженными от границы с анодом $x = l$. Аналогичное утверждение относится и к потоку $j^{(+)}$. Предствим себе, например, существование тонкого туннельно-проницаемого барьера, расположенного в окрестности границы $x = l$. Его существование (при условии практического отсутствия падения напряжения на нем: $\delta U = 0$) никак не сказывается на распределении потенциала, равно как и на распределении квазиравновесных электронов (3). Однако оно может заметно сказаться на распределении пролетающих электронов. Если проницаемость барьера составляет $\sim 10^{-1}$, т.е. весьма велика, то коэффициент отражения весьма близок к 1 и большинство электронов отразится, удвоив электронный заряд согласно формуле (4). При коэффициенте отражения R имеем $j^{(+)} = j(1 - R)$ и

$$n'(x) = \frac{j}{v(x)} \cdot \frac{1+R}{1-R}. \tag{6}$$

В последующем рассмотрении предполагается отсутствие граничного отражения, т.е. $R = 0$.

Вычислим падение напряжения U_2 на слое (x_c, l'), разделяющем область нейтральности при $x > l'$ и виртуальный катод $x = x_c$. Из уравнения Пуассона (при $eU_2 \ll kT$) для электрического поля E

$$\varkappa_d \frac{dE}{dx} \simeq e[n_0 n'(x)], \tag{7}$$

где $\varkappa_d$ — диэлектрическая проницаемость, и классического транспортного уравнения

$$v(x)\frac{dp}{dx} = eE, \tag{8}$$

где $p = \hbar k$, следует

$$n_0 \varepsilon(p_M) = j p_M, \tag{9}$$

где p_M — средний импульс пролетающих электронов в точке $x = l'$, в которой, как и на виртуальном катоде, поле равно 0:

$$E(x_c) = E(l') = 0. \tag{10}$$

Добавляя к (9) условие

$$\varepsilon(p_M) = eU_2, \tag{11}$$

непосредственно следующее (при $kT \ll eU_2$) из (8), получаем зависимость $j = j(U_2)$ в параметрической форме. Отметим, что эта зависимость близка к статической ВАХ n^+–n–n^+-диода лишь при $U_2 \gg U_1, U_3$. Впоследствии мы увидим, что это условие выполняется не всегда. Из (9) и (11) следует

$$p_M = e n_0 U_2 / j, \tag{12}$$

что дает возможность записать ВАХ[1] в явной форме:

$$\varepsilon\,(en_0U_2/j) = eU_2. \tag{13}$$

Из формул (9), (10) или из формулы (13) следует, что зависимость $j = j(U_2)$ определяется лишь законом дисперсии при $p = p_M$, т.е. в квазинейтральной области, и не является функционалом этого закона при $p < p_M$.

Концентрация пролетающих электронов в квазинейтральной области

$$n'(l') = j\Big/[\partial\varepsilon(p_M)/\partial p_M] \tag{14}$$

не превышает n_0, однако отнюдь не равна этой величине. В частности, при $\varepsilon = p^2/2m$ имеем из (13) известную зависимость

$$j = n_0(eU_2/2m)^{1/2}; \tag{15}$$

при этом $p_M = (2meU_2)^{1/2}$ и

$$n'(l') = n_0/2, \tag{16}$$

т.е. в квазинейтральной области $(l', l - \delta l)$ концентрация пролетающих электронов в точности составляет половину полной электронной концентрации. Вторая половина приходится на квазиравновесные электроны, чья концентрация регулируется автоподстройкой напряжения U_3. В конкретном случае с учетом (16) имеем $U_3 = kT\ln 2$.

В случае зависимости (1) при увеличении eU_2 концентрация $n'(l')$ возрастает от $n_0/2$ (при $eU_2 \ll \varepsilon_g$) до n_0 (при $eU_2 \gg \varepsilon_g$). При этом возрастании наряду со скоростью электронов насыщается также и плотность тока j. Увеличение $n'(l')$ до n_0 означает уменьшение квазиравновесной концентрации почти до 0, т.е. существенный рост напряжения U_3. Таким образом, насыщенная зависимость j от полного напряжения V подчеркивается ростом напряжения U_3 на анодном n–n^+-переходе. Учет существования двух групп электронов с двумя различными средними скоростями: во-первых, высокоскоростных пролетающих электронов из катода и во-вторых, мало скоростных квазиравновесных, связанных с анодом, — существенная альтернатива однопотоковому подходу [2]. Этот двухпотоковый подход, в частности, применен в работах группы В.И. Рыжия (см. обзор [4]).

Условие наличия максимального тока $j_M = j(U_{2M})$, необходимого при N-образной ВАХ, имеет вид

$$\frac{d\ln\varepsilon(p_M)}{d\ln p_M} < 1. \tag{17}$$

Нетрудно убедиться, что в случае спектра типа (1) это условие невыполнимо. При более общем степенном законе дисперсии

$$\varepsilon(p) \sim p^\nu \tag{18}$$

[1] Здесь и далее в тексте под величиной j понимается либо электронный поток (2), либо плотность тока.

условие (17) было бы выполнено при $\nu < 1$, т.е. в случае отрицательной эффективной массы носителей.

Далее остановимся более подробно на модельном законе дисперсии

$$\varepsilon(p) = \frac{1}{2}\left\{\varepsilon_1(p) + \varepsilon_2(p) - \left[\Big(\varepsilon_1(p) - \varepsilon_2(p)\Big)^2 + 4\delta^2(p)\right]^{1/2}\right\}, \qquad (19)$$

где $\varepsilon_1(p) = p^2/2m$, $\varepsilon_2(p) = \varepsilon_0 + p^2/2M$, причем $\varepsilon_0 > 0$, $M > m$. Из (19) для случая $\delta(p) = \delta(p_c) = \mathrm{const}$, где p_c определяется условием

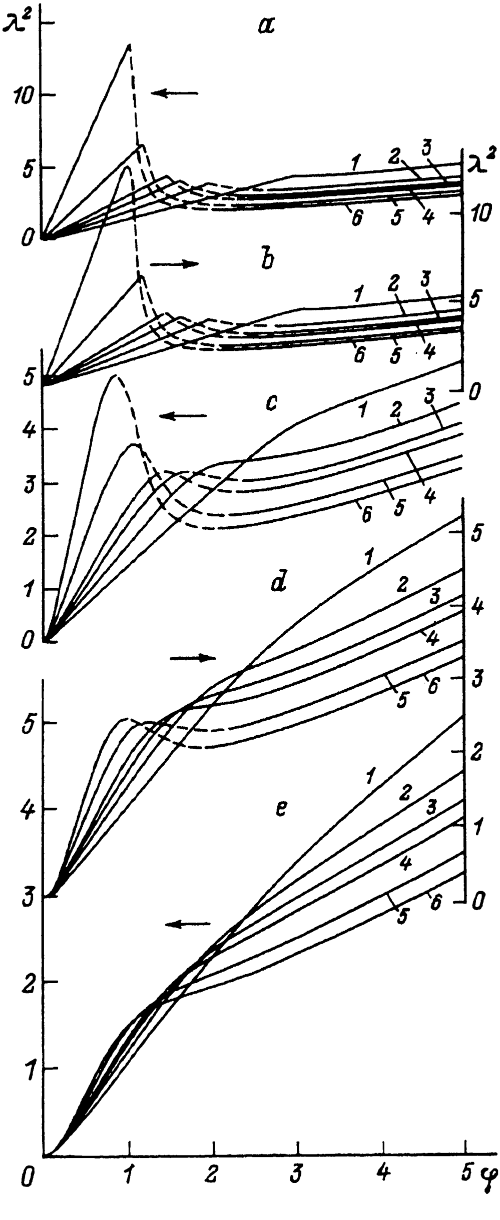

Рис. 3. Зависимости λ^2 от φ для δ: a — 0, b — 10^{-2}, c — 10^{-1}, d — 1/5, e — 1/3; $\varkappa$: *1* — 1/3, *2* — 1/2, *3* — 3/5, *4* — 2/3, *5* — 9/11, *6* — 12/13.

$\varepsilon_1(p_c) = \varepsilon_2(p_c)$, следует зависимость $j = j(U_2)$ в виде

$$(j/n_0)^2 = e^2 U_2^2 \Big/ \left\{ \left[4mM\delta^2 + \Big(M\varepsilon_0 - eU_2(M-m)\Big)^2\right]^{1/2} - \right.$$

$$\left. -M\varepsilon_0 + eU_2(M+m) \right\} \tag{20}$$

или

$$\lambda^2 = \varphi^2 \Big/ \left\{ \left[4\Delta^2 + (1-\varphi\varkappa)^2\right]^{1/2} - 1 + \varphi \right\}, \tag{21}$$

где $\lambda = j(M+m)/n_0(Mm)^{1/2}$, $\varphi = eU_2(M+m)/m\varepsilon_0$, $\Delta^2 = (m/M)(\delta/\varepsilon_0)^2$, $\varkappa = (M-m)/(M+m)$. На рис. 3 построены зависимости λ^2 от φ согласно формуле (21) для нескольких значений Δ и $\varkappa$. Видно, что для достаточно малых значений Δ ($\leqslant 1/5$) и m/M ($\leqslant 1/3$) эти зависимости содержат падающие участки, соответствующие отрицательной дифференциальной проводимости (N-ОДП). Эти участки показаны прерывистыми линиями и в отличие от участков с положительным наклоном являются нереализуемыми, поскольку концентрация пролетающих электронов $n'(l')$ в квазинейтральной области для этих участков превышает n_0, что бессмысленно. Проследим более внимательно за этой подробностью в простейшем случае, получающемся из (19) при $\delta = 0$ (см. рис. 4), когда $\varepsilon(p) = \varepsilon_1(p)$ при $p^2 < p_c^2 = 2\varepsilon_0 mM/(M-m)$, $\varepsilon(p) = \varepsilon_2(p)$ при $p^2 > p_c^2$. При этом $eU_c = \varepsilon_0/(1-m/M)$, для $U_2 < U_c$ выполняется (15), а для $U_2 > U_c$

$$j = en_0U_2 \Big/ \Big[2M(eU_2 - \varepsilon_0)\Big]^{1/2}. \tag{22}$$

Если $m < M/2$, то при $U_2 = U_c$ достигается пиковое значение тока

$$j_p = n_0\Big(\varepsilon_0/2m(1-m/M)\Big)^{1/2}, \tag{23}$$

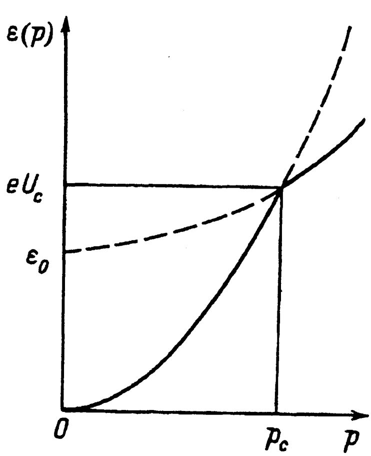

Рис. 4. Модельный пример зависимости $\varepsilon(p)$.

а при $eU_2 = 2\varepsilon_0$ достигается максимальное значение

$$j_v = 2n_0(\varepsilon_0/2M)^{1/2}.$$

Отношение «пик/долина» равно $\xi = j_p/j_v = 1/2(m/M)^{1/2}(1-m/M)^{1/2}$ и велико лишь в случае большого отношения $M/m \gg 2$. (Например, при $M/m = 10$ имеем $\xi \simeq 1.67$, при $M/m = 100$ уже $\xi \simeq 5$).

Нетрудно убедится, что на падающем участке ВАХ $U_c < U_2 < 2\varepsilon_0/e$ формула (22) непригодна, ибо значение концентрации в квазинейтральной области, следующее из (14) и (22) при $\varepsilon(p) = \varepsilon_2(p)$

$$n'(l') = n_0/2(1 - \varepsilon_0/eU_2), \tag{25}$$

превышает n_0, что противоречит принятой концепции квазинейтральной области, где может лишь выполняться $n'(l') \leqslant n_0$. В то же время на восходящих ветвях ВАХ, т.е. при $U_2 < U_c$ и при $U_2 > 2\varepsilon_0/e$, такого противоречия нет, и можно верить в справедливость (22). Вопрос о существовании каких-либо иных стационарных решений в области $U_c < U_2 < 2\varepsilon_0/e$, а также вся проблема стационарных характеристик в области N-ОДП на рис. 3 в данной работе остается открытой.

2. Использование гетероструктур для получения законов дисперсии с ОЭМ

Возникает проблема реализации законов дисперсии $\varepsilon(k)$, приводящих к зависимостям типа кривых на рис. 1,*b*. Такие зависимости типичны для составных квантовых ям, набранных из слоев как с малой эффективной массой m, так и с большой эффективной массой M. Составляющие слои и разделительные потенциальные барьеры, если они имеются, должны быть подобраны таким образом, чтобы при малых значениях k двумерного волнового вектора в плоскости слоев электронная волновая функция, соответствующая наиболее низкому уровню энергии, находилась главным образом в слое (слоях) с малой массой, а с ростом k электроны передислоцировались бы в области с большой массой. Составные ямы с подобными свойствами рассматривались, в частности, в работе [5], где теоретически рассмотрены спектры структур типа «узкая яма в широкой яме». Как отмечалось выше, участки с ОЭМ нетрудно зафиксировать для еще более простой структуры: квантовая яма с малой массой в среде с большой массой [2]. Зависимость (19) является приближенным выражением закона дисперсии для двух туннельно-связанных квантовых ям с различными электронными массами в них. (Такие структуры рассматривались в работах [6,7]). В случае одиночной ямы или одиночной пары связанных ям задача об ограничении тока пространственным зарядом сводится к решению двумерной пуассоновской проблемы, существенно более громоздкой сравнительно с одномерной задачей (7), (8) (см., например, [8,9,10]). Рассмотренная выше одномерная проблема может быть частично оправдана в случае системы параллельных квантовых ям или системы параллельных пар туннельно-связанных ям. Продольный транспорт горячих носителей заряда в подобных сверхрешетках туннельно-связанных пар (т.е. двойных квантовых ям) наблюдался экспериментально в работах [11–13] (см. обзор [14]). Однако это были длинные структуры, и наблюдаемый в них транспорт отнюдь не был баллистическим. Одномерный подход формул (7), (8) может быть пригоден в случае, если период такой структуры W намного меньше их продольной длины l (рис. 2). Последняя не может быть большой ввиду требования баллистичности. Если для оценки принять $l = 100$ нм, то $W \leqslant 10$ нм, что приемлемо в случае использования гетероструктур со сравнительно большими разрывами зоны проводимости.

Для получения заметного эффекта N-ОДП необходимы большие отношения M/m, которые должны быть достигнуты без изменения долинной принадлежности электрона. Наиболее привлекательно использование для этих целей квазиаморфной структуры InSb/CdTe/$Hg_xCd_{1-x}Te$, в которой отношение M/m может достигать $0.1/0.015 \approx 6.7$. Еще большие отношения M/m можно получить, используя псевдоморфные структуры, в которых в качестве партнеров InSb могут быть использованы вещества с еще большей эффективной массой электронов, чем в CdTe. При этом пригодны только те из них, у которых разрыв электронных зон партнеров не слишком велик и можно обеспечить приемлемо низкие энергии типа ε_0 в формуле (19). Отметим, что в последние годы проявляется возрастающий интерес к гетеропаре InSb/CdTe (см., например [15,16] и ссылки в этих работах), однако по нашим сведениям резкий гетеропереход еще достоверно не был получен и сколько-нибудь точные значения разрыва зоны проводимости никем не приведены.

При попытке использования в (8) законов дисперсии для электронов в гетероструктурных квантовых ямах и, в особенности, в туннельно-связанных двойных ямах возникает вопрос о законности квазиклассического подхода, критерии которого в этом случае заметно отличны от традиционных (см. [17]). Оценим на примере закона дисперсии (19) резонансную длину перехода электронов между туннельно-связанными ямами с различными массами M и m как

$$\delta\lambda = h/\delta p, \tag{26}$$

где δp — минимальное расщепление импульса электронов с заданной энергией ε при движении в двух наиболее низких состояниях двойной квантовой ямы: $\delta p = p_2(\varepsilon) - p_1(\varepsilon)$ [причем в формуле (26) используется то значение ε, при котором разность δp минимальна]. Для δp имеем

$$\delta p \simeq p_c \frac{\delta}{eU_c} \left(\frac{M}{m}\right)^{1/2} \tag{27}$$

и для $\delta\lambda$:

$$\delta\lambda \simeq \lambda_c \frac{eU_c}{\delta} \left(\frac{m}{M}\right)^{1/2}, \tag{28}$$

где λ_c — длина волны электрона с импульсом p_c. В формулах (27) и (28) фигурирует неблагоприятное отношение eU_c/δ, не позволяющее использовать очень малые значения δ (при которых картины N-ОДП на рис. 3 выглядят более впечатляюще). Следует использовать значения δ на уровне $10^{-1}-10^{-2}$ при максимально возможных отношениях M/m. Малые значения δ означает малую проницаемость барьера между ямами с легкой и тяжелой массами. При этом электрон, вылетающий из катода в яме с легкой массой m, по достижении импульса p_c не успевает сменить яму и потяжелеть и продолжает путешествие при $p > p_c$ все в той же яме с легкой массой, если при этом он ускоряется в достаточно сильном электрическом поле.

Заключение

1. Показано, что короткие (баллистические) n^+-n-n^+-структуры с легированной базой имеют участки N-ОДП на ВАХ при реализации там специальных законов дисперсии электронов $\varepsilon(k)$; характерной особенностью этих законов $\varepsilon(k)$ является наличие интервала с ОЭМ. В дальнейшем предстоит получить более строгие соотношения между параметрами ОЭМ и ОДП.

2. Показано, что распределения с протяженными квазинейтральными областями в n-базе могут быть получены только для ветвей ВАХ с положительным наклоном и отсутствуют для нисходящих ветвей, т.е. статические участки N-ОДП не могут быть построены в выбранном классе решений. В дальнейшем предстоит узнать, существуют ли в общем случае статические ВАХ баллистических диодов с подобными законами $\varepsilon(p)$ для электронов.

3. Необходимые здесь законы $\varepsilon(p)$ могут быть получены для различных версий составных гетероструктур, сочетающих слои с малыми (m) и большими (M) массами. Практически интересны весьма большие $(M/m \gg 2)$ отношения масс. В связи с этим возникает дополнительный интерес к таким квазиизоморфным структурам как InSh/CdTe, а также к псевдоморфным структурам, сочетающим узкощелевые полупроводники и материалы с большой массой (M) электронов (например, ZnS). Дополнительное ограничение на гетероструктуры накладывает требование относительно малого энергетического разрыва в электронной зоне.

4. При использовании продольного транспорта в гетероструктурах не является всегда законным использование квазиклассических формул простой теории баллистических диодов. Использование строгих критериев квазиклассичности, а также переход к более последовательному квантовому рассмотрению, однако, возможны только с решением проблемы ВАХ для участков N-ОДП. С практической точки зрения актуально также развитие неодномерных теорий для одиночных квантовых ям или для структур с малым числом ям.

Автор благодарен А.Н.Коршаку и Н.Э.Вагидову за помощь и обсуждение. Благодарю Фонд фундаментальных исследований ГКНТ Украины за частичное финансирование исследований по теме настоящей работы.

Список литературы

[1] M.V. Muller. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-28**, 604 (1981).
[2] М. Шур. Современные приборы на основе арсенида галлия. М.: Мир (1991).
[3] З.С. Грибников, О.Э. Райчев. ЖЭТФ, **96**, 996 (1989).

[4] В.И. Рыжий, Н.А. Баннов, В.А. Федирко. ФТП, **18**, 769 (1984).
[5] V. Milanović, Z. Ikonić, D. Tjapkin. Semicond. Sci. Techn., **3**, 675 (1988).
[6] R.Q. Yang, J.M. Xu. Phys. Rev. B, **43**, 1699 (1991).
[7] R.Q. Yang, J.M. Xu. Appl. Phys. Lett., **59**, 315 (1991).
[8] J.A. Geurst. Phys. St. Sol. (b), **15**, 107 (1966).
[9] A.A. Grinberg, S. Lyryi, M.R. Pinto, N.L. Schryer. IEEE Trans. Electron. Dev., **36**, 1162 (1989).
[10] S. Lyryi. In: High-Speed Semiconductor Devices (ed. by S.M. Sze), 57. John Wiley & Sons. N.Y. (1990).
[11] S. Kirchoefer, R. Magno, J. Comas. Appl. Phys. Lett., **44**, 1054 (1984).
[12] J.M. Pond, S. Kirchoefer, E.J. Chukauskas. Appl. Phys. Lett., **47**, 1175 (1985).
[13] N. Sawaki, M. Suzuki, E. Okuno, H. Goto, I. Akasaki, H. Kano, Y. Tanaka. Sol. St. Electron, **31**, 351 (1988).
[14] Z.S. Gribnikov, K. Hess, G.A. Kosinovsky. J. Appl. Phys. (в печати).
[15] R.C. van Walzenis, F.M. van Setten, O.F.Z. Schannen. Appl. Phys. A, **52**, 19 (1991).
[16] Y.-D. Zheng, Y.H. Chang, B.D. McCombe, R.F.C. Farrow, T. Temofonte, F.A. Shirland. Appl. Phys. Lett., **49**, 1187 (1986).
[17] З.С. Грибников. ЖЭТФ, **103**, 1329 (1993).

Редактор Т.А. Полянская