

Осцилляции баллистического тока дырок через одноосно-сжатые полупроводниковые слои

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

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины,
252650 Киев, Украина

(Получена 4 апреля 1996 г. Принята к печати 17 апреля 1996 г.)

Теоретически рассмотрены колебания баллистического тока дырок через тонкую базу p^+pp^+ -диода, одноосно-сжатую в направлении тока. Вследствие сжатия закон дисперсии дырок содержит участок с отрицательной эффективной массой вдоль указанного направления. Причиной токовых колебаний является неустойчивость стационарного распределения баллистических носителей тока, содержащего обширную квазинейтральную плазменную область, в которой подвижная компонента зарядов как раз и представлена дрейфующими носителями с отрицательной эффективной массой. Во многих случаях токовые колебания имеют гармоничный характер, причем их частота определяется длиной базы и напряжением, составляя сотни ГГц для длинных (~ 1 мкм) слабо легированных баз и несколько ТГц для коротких (< 0.1 мкм) сильно легированных баз. Найдены критерии квазиклассического подхода к задаче, который был применен при численном моделировании колебательных процессов, описанных здесь. Этот подход оказывается обоснованным, если инжектированные баллистически носители распределены в достаточно широкой полосе поперечных импульсов.

1. Введение

Предлагаемая вниманию читателей статья посвящена теоретическому рассмотрению генерации процесса колебаний баллистического тока его носителями с отрицательной эффективной массой (ОЭМ) в той специализированной версии, когда этими носителями являются дырки в анизотропно-сжатых кубических полупроводниках с кристаллическими решетками алмаза или цинковой обманки [1]. Данный механизм генерации обнаружен недавно авторами предлагаемой работы [2,3] и ранее обсуждался как для модельных структур, так и для конкретных структур с иной природой ОЭМ [4–7]. Использование анизотропно-сжатых дырочных полупроводников представляет особый интерес ввиду максимальной простоты возможной экспериментальной проверки.

Структура предлагаемой работы такова. В разд. 2 приводится предварительное обсуждение большинства аспектов работы и выполняются качественные оценки необходимых для осуществления эффекта диапазонов параметров. Центральным разделом работы является разд. 3, в котором изложено описание вычисления нестационарного баллистического тока дырок, имеющих закон дисперсии $E_1(p)$, соответствующий нижней подзоне. При вычислениях предполагается, что ток переносится через тонкие базы p^+pp^+ -диодов с различной длиной базы l , концентрацией носителей n_0 , различными эффективными массами легких (m) и тяжелых (M) дырок, а также с различной степенью сжатия. Расчеты выполнены с квазиклассическом приближении, в котором наличие следующей дырочной подзоны $E_2(p)$ игнорируется вовсе. Найдены интервалы рабочих напряжений $V_a \in (V_c, V_k)$, в которых существуют колебания тока

и вычислены зависимости частоты и амплитуды токовых колебаний от напряжения V_a в пределах (V_c, V_k) .

Рассмотрены две группы существенно различных параметров образцов. Первая из них соответствует низким температурам, при которых отсутствует взаимодействие дырок с оптическими колебаниями кристаллической решетки. Базы диодов в этом случае сравнительно слабо легированы и должны быть выбраны достаточно длинными (> 0.5 мкм), так что частоты возникающих токовых осцилляций сравнительно невысоки (до 1 ТГц). Вторая группа параметров, наоборот, соответствует существенно более сильному легированию базы, большим деформациям и более высоким прикладываемым напряжениям. Такие параметры требуют тонких баз. Поскольку необходимые напряжения V_a таковы, что взаимодействие с оптическими фонами неизбежно, допустим определенный произвол в выборе температур (вплоть до комнатных и выше). Частоты осцилляций для этой группы поднимаются до 10 ТГц и выше.

Баллистичность переноса в диодах первой группы может быть обеспечена автоматически, посредством самой реализации выбранных параметров. Во втором же случае выбранные параметры при однородном хаотическом распределении примесей не обеспечивают сами по себе баллистичности. Поэтому расчеты для этой второй группы имеют модельный характер. Практическая реализация предсказываемых в этих расчетах частот осцилляций возможна при слоистой структуре базы с модулированным легированием, ослабляющим рассеяние дырок на заряженной примеси, но сохраняющим ее экранирующее действие.

В разд. 4 исследуются пределы классического подхода, использованного в разд. 3, т. е. найдены условия, при выполнении которых переходами в состоянии с законом дисперсии $E_2(p)$ можно пренебречь.

В отличие от разд. 3, где все результаты получены посредством реализации численной процедуры, критерии разд. 4 получены в результате аналитического рассмотрения.

Разд. 5 посвящен заключительному обсуждению полученных результатов и оценке возможностей.

2. Предварительное обсуждение

2.1. Закон дисперсии дырок при одноосном сжатии. Одноосная деформация радикально перестраивает энергетический спектр дырок в полупроводниковых кристаллах с решетками алмаза или цинковой обманки [1]. При сжатии кристалла вдоль оси типа [100] (или при однородном растяжении в плоскости (100)) точки вырождения валентных зон уходят из положения $\mathbf{p}_{1,2} = 0$ в обе стороны вдоль оси [100], занимая новые положения: $(p_x)_{1,2} = \pm p_c$, $p_y = p_z = 0$ (ось p_x направлена вдоль [100]), причем величина p_c^2 пропорциональна деформации. Новые положения точек вырождения валентных зон нам интересны тем, что в их окрестности возникают участки ОЭМ $\partial^2 E / \partial p_x^2 < 0$ в законе дисперсии для нижней из валентных зон $E_1(\mathbf{p})$ (см. рис. 1). Эти участки существуют только при достаточно малых значениях p_y и p_z , т. е. в некотором телесном угле около оси [100].

Закон дисперсии дырок в одноосно-сжатом кристалле дается формулой [1]

$$E_{1,2}(\mathbf{p}) = Ak^2 + a\epsilon \mp [E(\mathbf{k}) + E(\mathbf{k}, \hat{\epsilon}) + E(\hat{\epsilon})]^{1/2}, \quad (1)$$

где $\mathbf{k} = \mathbf{p}/\hbar$, $\hat{\epsilon}$ — тензор деформации: $\hat{\epsilon} = \{\epsilon_{ik}\}$, $\epsilon = \epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}$,

$$E(K) = B^2k^4 + C^2 (k_x^2k_y^2 + k_x^2k_z^2 + k_y^2k_z^2),$$

$$E(\hat{\epsilon}) = \frac{b^2}{2} [(\epsilon_{xx} - \epsilon_{yy})^2 + (\epsilon_{yy} - \epsilon_{zz})^2 + (\epsilon_{zz} - \epsilon_{xx})^2] + d^2 (\epsilon_{xy}^2 + \epsilon_{xz}^2 + \epsilon_{yz}^2),$$

$$E(\mathbf{k}, \hat{\epsilon}) = Bb [3 (k_x^2\epsilon_{xx} + k_y^2\epsilon_{yy} + k_z^2\epsilon_{zz}) - k^2\epsilon] + 2Dd(k_xk_y\epsilon_{xy} + k_xk_z\epsilon_{xz} + k_yk_z\epsilon_{yz}).$$

A, B, C, D — параметры, описывающие закон дисперсии дырок в отсутствие деформации, причем $C^2 = D^2 - 3B^2$; эти параметры связаны с известными параметрами Латтинжера [8] $\gamma_{1,2,3}$ соотношениями: $A = \hbar^2\gamma_1/2m_0$, $B = \hbar^2\gamma_2/m_0$, $D = \sqrt{3}\hbar^2\gamma_3/m_0$; здесь m_0 — масса свободного электрона. Изотропный закон дисперсии при $\epsilon_{ik} = 0$ получается в случае $C = 0$ (или $\gamma_2 = \gamma_3$). Параметры a, b, d в (1) — потенциалы деформации [1]. Далее рассматривается случай сжатия вдоль оси x , причем $\epsilon_{xy} = \epsilon_{xz} = \epsilon_{yz} = 0$, $\epsilon_{yy} = \epsilon_{zz}$, так что достаточно знать только a и b . В этом случае $E(\hat{\epsilon}) = b^2(\epsilon')^2$; $E(\mathbf{k}, \hat{\epsilon}) = Bb\epsilon'(2k_x^2 - k_{\perp}^2)$, где

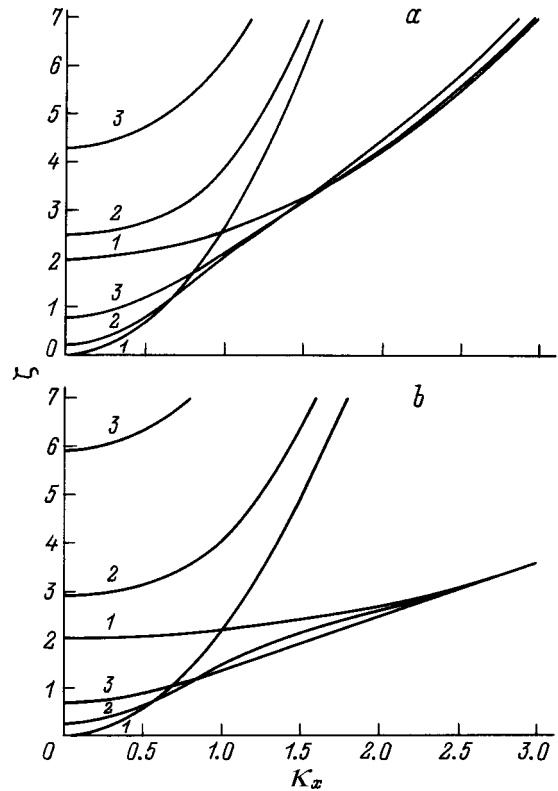


Рис. 1. Законы дисперсии валентных подзон $E_{1,2}(p_x)$ в случае сжатия вдоль оси x . Графики построены в координатах ζ, κ , определенных в тексте. a — p -Ge, параметр $A/B = 1.552$, значения $k_{\perp}, \text{см}^{-1}$: 1 — 0, 2 — 0.5, 3 — 1; b — p -InAs, параметр $A/B = 1.173$, значения $k_{\perp}, \text{см}^{-1}$: 1 — 0, 2 — 0.7, 3 — 1.4.

$\epsilon' = \epsilon_{xx} - \epsilon_{yy}$, $k_{\perp}^2 = k_y^2 + k_z^2$. Мы ограничимся рассмотрением только изотропного случая ($C = 0$), отвечающего большому спин-орбитальному расщеплению валентных зон. При этом

$$E_{1,2}(k) = Ak^2 + a\epsilon \mp [B^2k^k + b^2(\epsilon')^2 + Bb\epsilon'(2k_x^2 - k_{\perp}^2)]^{1/2}. \quad (2)$$

Из формулы (2) видно, что

$$p_c^2 = -b \frac{\epsilon' m_0}{\gamma_2}, \quad (3)$$

причем знак "минус" соответствует отрицательному значению ϵ' , т. е. сжатию. Дважды дифференцируя (2), получим выражение для обратной эффективной массы m_{xx}^{-1} в окрестности точки вырождения ($|\delta k_x|, |k_{\perp}| \ll k_c$):

$$\frac{\partial^2 E}{\partial p_x^2} = \frac{2}{\hbar^2} \left[A \mp B \frac{6k_c k_{\perp}^2}{[4\delta k_x^2 + 3k_{\perp}^2]^{3/2}} \right], \quad (4)$$

где $\delta k_x = k_x - k_c$. При $\delta k_x = 0$ из (4) следует

$$\frac{\partial^2 E}{\partial p_x^2} = \frac{2}{\hbar^2} \left[A \mp B \frac{2k_c}{\sqrt{3}|k_\perp|} \right], \quad (5)$$

т. е. дифференциальная эффективная масса отрицательна для нижней ветви $E_1(k)$ при

$$|k_\perp| < \frac{2}{\sqrt{3}} k_c \frac{B}{A}. \quad (6)$$

Естественно, формула (6) носит только оценочный характер, поскольку $B \simeq A$, и правая часть (6) близка к k_c . На самом деле ограничение для $|k_\perp|$ оказывается несколько меньшим. На рис. 1 построены зависимости величины

$$\zeta_{1,2} = \tilde{E}_{1,2}/Bk_c^2 = (Ak_c^2/B) \mp (\kappa^4 + 1 - 2\kappa_x^2 + \kappa_\perp^2)^{1/2} + 1$$

от κ_x при фиксированных значениях κ_\perp^2 ; здесь $\tilde{E}_{1,2} = E_{1,2} - a\epsilon + Bk_c^2$, а $\kappa = \mathbf{k}/k_c$. Эти зависимости дают возможность рассмотреть участки ОЭМ там, где они есть, и их исчезновение при достаточно больших значениях κ_\perp^2 .

Кроме необходимых нам участков ОЭМ спектры валентных зон $E_{1,2}(\mathbf{k})$ в одноосно-сжатых полупроводниках характеризуются еще одной важной для нас особенностью — при энергиях $E \leq E_c = (A+B)k_c^2$ (отсчет энергии ведется от дна зоны $E_1(\mathbf{k})$) дырки становятся заметно легче: плотность состояний в каждой из них существенно меньше, чем в зоне тяжелых дырок без деформации. В самом деле, на дне зоны $E_1(\mathbf{k})$ мы имеем продольную массу, равную массе легких дырок, $m_l = m$, поперечную массу $m_t = 4m/(1+3m/M)$ и массу плотности состояний $m_g = 2^{4/3}m(1+3m/M)^{-2/3}$. При $4m \ll M$ все эти массы существенно меньше тяжелой массы M . На дне зоны $E_2(k)$ имеем продольную массу $M_l = M$ (масса тяжелых дырок), поперечную массу $M_t = 4m/(3+m/M)$ и массу плотности состояний $M_g = 2^{4/3}M^{1/3}m^{2/3}(3+m/M)^{-2/3}$. Массы M_t и M_g также существенно меньше массы M при $m \ll M$.

Уменьшение массы дырок в области малых энергий $E \leq E_c$ означает существенное улучшение условий баллистического транспорта. В известной работе [9] экспериментально исследован баллистический транспорт легких дырок, инжектированных в GaAs туннельным контактом, и подтверждена малость их длины свободного пробега (по сравнению с аналогичной электронной длиной) ввиду интенсивного рассеяния в зону тяжелых дырок. В случае одноосно-сжатого полупроводника ситуация должна заметно измениться как за счет отсутствия при $E < a\epsilon + Bk_c^2$ зоны $E_2(k)$ вовсе, так и за счет "облегчения" дырок в каждой из зон. На рис. 2 представлены зависимости плотности состояний в зонах $E_1(p)$ и $E_2(p)$ для фиксированных значений m и M и для нескольких значений p_c^2 , включая и случай $p_c = 0$. Все отсчеты ведутся от общего 0, который совпадает с дном зоны $E_1(p)$.

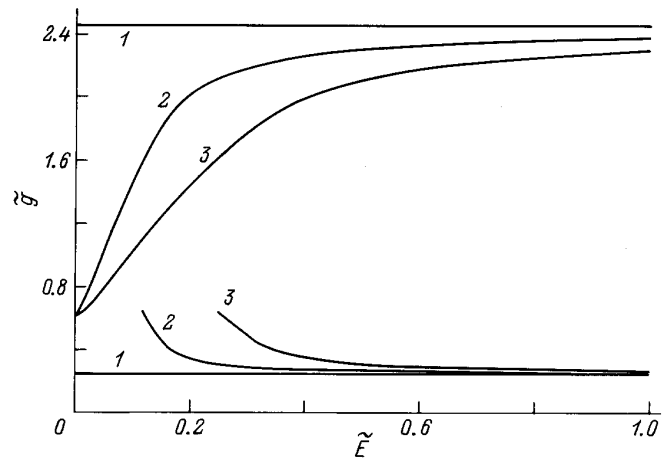


Рис. 2. Зависимости плотности состояний \tilde{g} от \tilde{E} , где $\tilde{g}(\tilde{E}) = 2\pi^2 \hbar^2 (\gamma_2/m_0)^{3/2} g(\tilde{E})/\sqrt{\tilde{E} - \tilde{E}(0)}$, $\tilde{E}(0)$ — энергия дна соответствующей подзоны. Значения E_c , эВ: 1 — 0, 2 — 0.15, 3 — 0.31.

2.2 Колебания баллистического тока и условие баллистичности. Оценки предыдущего раздела показывают, что одноосно-сжатые полупроводники пригодны для исследования баллистического транспорта дырок с отрицательной эффективной массой (ОЭМ), что и составляет содержание последующих разделов. Особенностью настоящей работы является отсутствие в ней описания стационарных распределений концентрации дырок p и электрического потенциала V . Это связано с тем, что такие стационарные распределения в наиболее интересном диапазоне напряжений на p^+pp^+ -диоде, который мы определим его границами (V_c, V_k) , при $V_k > V_c$ неустойчивы, а устойчивым режимом в указанном диапазоне является режим колебаний баллистического тока около некоторого среднего значения. (Отметим, что неустойчивые стационарные распределения, характеризующиеся в диапазоне (V_c, V_k) обширной средней квазинейтральной областью, заполненной носителями тока с ОЭМ, подробно описаны для иных механизмов получения носителей с ОЭМ в предыдущих работах [3,10,11]).

Как было показано в работах [2-7,10,11], диапазон (V_c, V_k) , в котором имеют место осцилляции тока, возникает, если толщина базы баллистического n^+nn^+ - (или p^+pp^+ -) диода l превосходит некоторое критическое значение l_c , оцениваемое величиной [10,11]:

$$l_c = \frac{\pi}{e} \left[\frac{\kappa_d b |\epsilon'|}{n_0(1-m/M)} \right]^{1/2}. \quad (7)$$

Здесь κ_d — диэлектрическая проницаемость, n_0 — концентрация ионизированной примеси (в нашем случае акцепторов), по предположению однородно легированной базы. Легирование базы в рассматриваемой картине совершенно обязательно.

В большинстве исследованных случаев колебания баллистического тока (при $l > l_c$ и $V_c < V_a < V_k$) имеют характер, близкий к гармоническому, т.е. описываются единственной частотой f , которая тем выше, чем короче образец. Поскольку требуется выполнение условия $l > l_c$, возможность повышения частоты f может быть связана, во-первых, с увеличением легирования, а во-вторых, с использованием молярных деформаций. Уменьшение деформации означает уменьшение E_c и, следовательно, нижней границы активного интервала напряжений V_c , поскольку

$$eV_c \simeq E_c = (A + B)k_c^2 = \frac{2b|\epsilon'|}{1 - m/M}. \quad (8)$$

Понижение напряжения в свою очередь понижает частоту f . Кроме того, изменяя длину l или напряжение V_a , мы не до конца свободны в своих действиях, поскольку нам необходимо с достаточным запасом выполнить условие баллистичности $l < l_b$, где в качестве l_b далее в оценках используется длина свободного пробега носителей с энергией $E \simeq E_c$:

$$l_b = E_c \tau(p_c) / p_c = p_c \tau(p_c) / 2m.$$

Время релаксации импульса $\tau(p_c)$ представим в виде

$$\tau(p_c) = \tau_I(p_c) \tau_p(p_c) / [\tau_I(p_c) + \tau_p(p_c)],$$

где $\tau_I(p_c)$ — время рассеяния на ионах примеси с концентрацией n_0 , а $\tau_p(p_c)$ — время рассеяния на колебаниях решетки. Представим себе, что последнее отсутствует, и рассеяние на примесях является единственным видом. В этом случае, как и в случае элементарного закона дисперсии, $\tau_I(p_c) \sim E_c^{3/2} / n_0$, т.е. $l_b \sim E_c^2 / n_0$. Поскольку согласно (7) $l_c \sim (E_c / n_0)^{1/2}$, условие $l_b > l_c$ имеет вид

$$E_c^{3/2} > \alpha n_0^{1/2}, \quad (9)$$

где α — некоторая константа материала, и может быть всегда удовлетворено подбором E_c и (или) n_0 . Реально, однако, мы всегда имеем потолок значений E_c , определяемый порогом образования множественных дислокаций и разрушения. Наличие порогового значения E_c означает и наличие пороговой концентрации n_0^{\max} превышение которой невозможно ввиду неизбежного нарушения баллистичности. Последнее означает наличие порога уменьшения l и порога роста частоты генерируемых колебаний тока: $f < f_{\max}$.

На самом деле, пренебрежение рассеянием на колебаниях решетки обосновано только при значениях $E_c < \hbar\omega_0$, где ω_0 — частота продольного оптического фонона (предполагается, что малая анизотропная деформация полупроводника, приводящая к весьма заметным изменениям спектра валентных зон при энергиях $E \leq E_c$, не вызывает существенного изменения фононного спектра), и лишь в случае столь низких температур решетки, когда можно пренебречь

поглощением оптических фононов. При этом сохраняется только рассеяние на акустических колебаниях, которым при актуальных здесь значениях E_c и n_0 можно пренебречь. В этом случае мы должны наложить также условие $eV_a \leq \hbar\omega_0$. Потолок $E_c < \hbar\omega_0$ для возможной деформации, который значительно ниже порога разрушения, означает наличие потолка для концентрации, определяемого условием $\alpha(n_0^{(1)})^{1/2} = (\hbar\omega_0)^{3/2}$, и соответствующего предела уменьшения длины:

$$l > l_{c1} = \frac{\pi}{e} \frac{\alpha}{\hbar\omega_0} \left(\frac{\kappa_d}{2} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

Предел (10) означает существование верхнего порога частоты колебаний, который оценочно близок к значению 1 ТГц (поскольку условия типа (10) должны выполняться с определенным запасом). Если мы желаем получить более высокие частоты колебаний, мы должны увеличить деформацию и, соответственно, поднять E_c над $\hbar\omega_0$, увеличить n_0 , уменьшить l_c и укоротить базу. При этом становится существенным испускание оптических фононов, не позволяющее использовать предыдущие оценки. Предположим для простоты, что рассеяние на фононах описывается постоянной длиной свободного пробега, что вводит еще один параметр в критерий (9), который приобретает вид

$$E_c^{3/2} > \alpha n_0^{1/2} + \beta \frac{E_c^2}{n_0^{1/2}}. \quad (11)$$

Здесь β — новый параметр, характеризующий рассеяние на оптических фононах. Условие (11) в отличие от (9) отнюдь не всегда может быть удовлетворено подбором E_c и n_0 . Удовлетворяющие условию (11) значения n_0 могут быть найдены, если

$$E_c > 4\beta\alpha, \quad (12)$$

и лежат они между крайними значениями $n_0^{(1,2)}$, определяемыми корнями квадратного уравнения, получаемого приравниванием правой и левой сторон в (11):

$$\left(n_0^{(1,2)} \right)^{1/2} = \frac{E_c^{3/2}}{2\alpha} \left(1 \mp \sqrt{1 - \frac{4\alpha\beta}{E_c}} \right). \quad (13)$$

При сильном выполнении неравенства (12) эти крайние значения $(n_0^{1,2})^{1/2}$ обращаются в $E_c^{3/2}$ и $\beta E_c^{1/2}$ соответственно.

Условие (12) в области испускания оптических фононов (как при поляризационном механизме электрон-фононного взаимодействия, так и при более слабом — деформационном, который доминирует в полупроводниках типа алмаза) может быть выполнено при деформациях, являющихся разрушающими (т.е. оказывается практически нереальным). Единственный путь, который представляется нам реалистическим, является ослабление рассеяния электронов

ионами легирующей примеси при сохранении их средней концентрации на прежнем уровне, определяемом выбором величины l_c . Для этого необходимо осуществить модулированное легирование базы, приводящее к ее расслоению на сильно легированные δ -слои с акцепторами (в случае дырочного транспорта) и нелегированные слои между ними. Подобный путь уже предлагался нами с целью реализации других моделей образования участков ОЭМ в законе дисперсии дырок [4–7]. Эти другие модели основывались на возможности выращивания специальных слоистых гетероструктур с параллельным транспортом, так что модулированное легирование в этих случаях подразумевалось как один из элементов технологии.

В случае модели с одноосным сжатием переход к слоисто-легированным структурам означает заметное усложнение технологии и снижает ее практическую доступность.

3. Осцилляция тока баллистических дырок

3.1. Уравнения и процедура. Для расчета тока дырок через легированную базу диода $0 < x < l$ решаем уравнение Пуассона

$$-\kappa_d \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = e(P - n_0), \quad (14)$$

в котором концентрация дырок

$$P = \frac{2}{h^3} \int f(\mathbf{p}, x, t) d^3 p \quad (15)$$

определяется их функцией распределения $f(\mathbf{p}, x, t)$. Последняя находится из кинетического уравнения

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_x \frac{\partial f}{\partial x} + eF \frac{\partial f}{\partial p_x} = 0, \quad (16)$$

в котором напряженность электрического поля $F = -\partial V/\partial x$ определяется (самосогласованно с расчетом f) из уравнения (14). Скорость v_x в уравнении (16) следует из закона дисперсии $E_1(\mathbf{p})$ (см. формулу (1)): $v_x = \partial E_1(\mathbf{p})/\partial p_x$. Граничные условия для уравнений (14), (16) таковы: $V(0) = 0$, $V(l) = V_a$, а заданные функции распределения влетающих в базу (из p^+ -контактов) дырок

$$\begin{aligned} f^{(+)}(\mathbf{p}, 0, t) &= f_0[E_1(\mathbf{p}) - \mu], \\ f^{(-)}(\mathbf{p}, l, t) &= f_0[E_1(\mathbf{p}) - \mu], \end{aligned} \quad (17)$$

где индексы (\pm) означают знаки скорости v_x этих влетающих дырок. Функция $f_0[E_1(\mathbf{p}) - \mu]$ — фермиевское распределение, причем значения энергии Ферми μ одинаковы на катоде и аноде, фиксированы и определяются заданной равновесной концентрацией дырок у контактов.

Численное интегрирование системы уравнений (14) и (16) выполнено по аналогии с предыдущими работами [2–7], а все приведенные далее зависимости амплитуды и частоты осцилляций от напряжения V_a и концентрации акцепторов n_0 получены методом компьютерного характеристического графа (КХ-метод). При этом V_a или n_0 предполагаются медленно изменяющимися со временем: $V_a = V_a(0) + V'_a t$ и $n_0 = n_0(0) + n'_0 t$, так что они пробегают весь интересующий нас диапазон изменения этих величин. Например, в случае напряжения интервал изменения V_a всегда содержит в себе интервал (V_c, V_k) . В случае вариации n_0

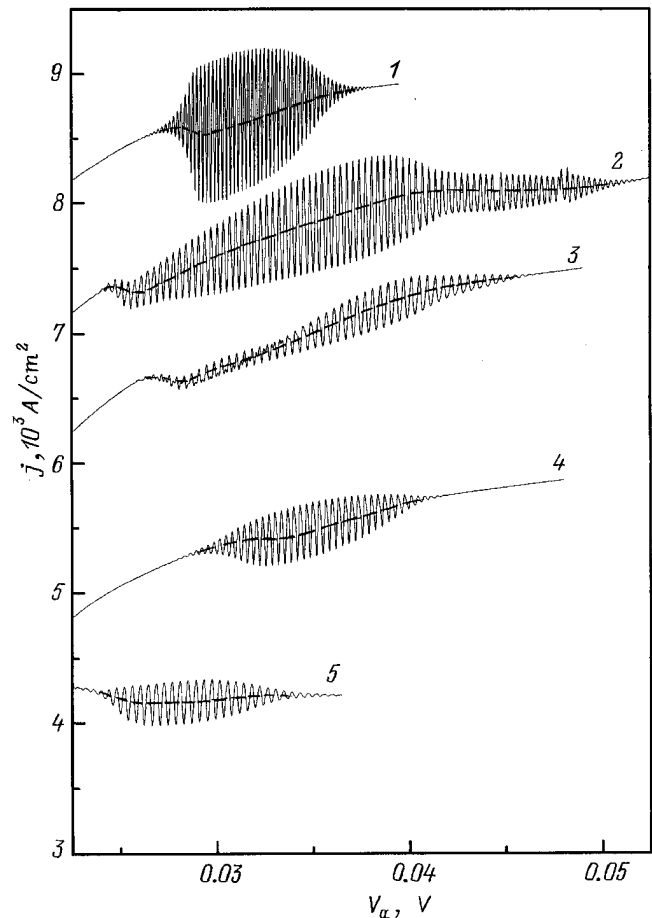


Рис. 3. Зависимости $j(t)$, вычисленные методом компьютерного характеристического графа. Напряжение изменялось по закону $V_a = V_a(0) + V'_a t$, где $V'_a = 10^{-4}$ В/пс (для кривой 4 — $V'_a = 2 \cdot 10^{-4}$ В/пс). Параметры образцов отвечают p -Ge с $m = 0.043m_0$, $M = 0.34m_0$; $T = 4.2$ К. Кривым (1, 2, 3) соответствуют образцы с $l = 0.5$ (1), 1.0 (2), 1.5 мкм (3); $n_0 = 3 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$, $\mu = 0.004$ эВ (это отвечает $P(0) = P(l) = 3 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ при $V_a = 0$), $E_c = 0.022$ эВ. Кривые (2) и (3) смещены вниз по шкале тока на 500 а/см 2 (2) и 1000 А/см 2 (3). Параметры для кривой 4: $l = 0.5$ мкм, $n_0 = 10^{16}$ см $^{-3}$, $\mu = 0.0125$ эВ ($P(0) \approx 2 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$), $E_c = 0.028$ эВ, значения тока должны быть увеличены пятикратно в сравнении с обозначенными на оси; параметры для кривой 5: $l = 2$ мкм, $n_0 = 2 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$, $\mu = 0.002$ эВ, $E_c = 0.022$ эВ.

(при заданном значении V_a) всегда находилось такое ее критическое значение, при котором колебания срывались. Скорости изменения параметров V_a' и n_0' всегда выбирались настолько малыми, чтобы процесс изменения был квазиadiaбатическим и не оказывал влияния на параметра колебаний (амплитуду, частоту, форму); это проверялось вариациями самих скоростей.

3.2. Результаты для длинных слабо легированных баз. Большинство результатов получено для базы с параметрами германия ($m = 0.043m_0$, $M = 0.34m_0$, $\hbar\omega_0 \approx 0.036$ эВ). В таком материале при $E_c < \hbar\omega_0$ и $eV_a \leq \hbar\omega_0$ (и достаточно низких концентрациях легирования) возможно использование баз с длинами l до ~ 2 мкм. На рис. 3 приведены зависимости плотности тока $j(t)$ для образцов с тремя различными длинами l (0.5, 1.0, 1.5 мкм) и равными прочими параметрами (кривые 1, 2, 3 соответственно), указанными в подписи. Вместо временной шкалы вдоль оси абсцисс указана шкала напряжений V_a , так что полученные зависимости являются также вольт-амперными характеристиками с имитацией участков колебаний на них. Пунктиром на участках колебаний нанесены кривые средней плотности тока, полученные как $\bar{j} = (j_{\min} + j_{\max})/2$ (вне зависимости от формы осцилляций). Общим свойством всех трех зависимостей $\bar{j} = \bar{j}(V_a)$ является наличие участков N -особенностей с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП) на начальных отрезках интервалов колебаний, сменяемых затем участками роста \bar{j} с ростом V_a . Все три зависимости характеризуются хорошо определенными частотами колебаний f , составляющими соответственно 500, 330 и 250 ГГц и не зависящими от напряжения V_a . Эти частоты подчиняются незамысловатой зависимости $f \sim (l + l_1)^{-1}$, где в данном случае $l_1 \approx 0.5$ мкм. Независимость f от напряжения существенно отличает данные результаты от результатов, описанных в работах [2,4,7], где в случае иных механизмов формирования ОЭМ участков в аналогичных ситуациях прослеживалась существенная зависимость $f(V_a)$. Другой особенностью описываемых характеристик является очевидная нелинейность колебаний. Колебания для $l = 0.5$ мкм (кривая 1) характеризуется некоторым "выпрямлением" (асимметрией): нижние полупериоды значительно острее верхних. Этот же эффект в более очевидной форме проявляется на начальных участках колебаний на кривых 2 и 3. Эти начальные участки далее переходят в синусоидальные, а затем знак выпрямления как бы меняется на противоположный. Кроме этого на кривых 2 и 3 имеют место и более замысловатые варианты нелинейных колебаний. Отметим, что амплитуда колебаний оказалась наибольшей для $l = 0.5$ мкм, а интервал напряжений был шире всего для $l = 1$ мкм.

На рис. 3 приведены еще две кривые (4 и 5), отвечающие измененным параметрам легирующей концентрации (обе кривые) и деформации (кривая 4).

Повышение концентрации акцепторов в базе более чем в 3 раза, сопровождаемое небольшим увеличением сжатия (кривая 4, $l = 0.5$ мкм), не привело к заметному отличию от поведения образца такой же длины (кривая 1). Выросла частота колебаний f до значения ~ 600 ГГц (что отвечает уменьшению параметра l_1). Заметное изменение поведения можно наблюдать на кривой 5. Здесь сохранилась та же частота колебаний ~ 250 ГГц, что и для несколько более короткой базы (кривая 3, $l = 1.5$ мкм), это также отвечает уменьшению l_1 . Заметно возрос масштаб участка N -ОДП для $\bar{j}(V_a)$.

На рис. 4 (кривая 1) представлена зависимость $j(t)$ для фиксированного значения $V_a = 0.035$ В и прочих фиксированных параметров при линейно спадающем во времени концентрации легирования $n_0 = n_0(0) - n_0't$. Линейный спад n_0 четко выразился в линейном спаде среднего значения плотности тока

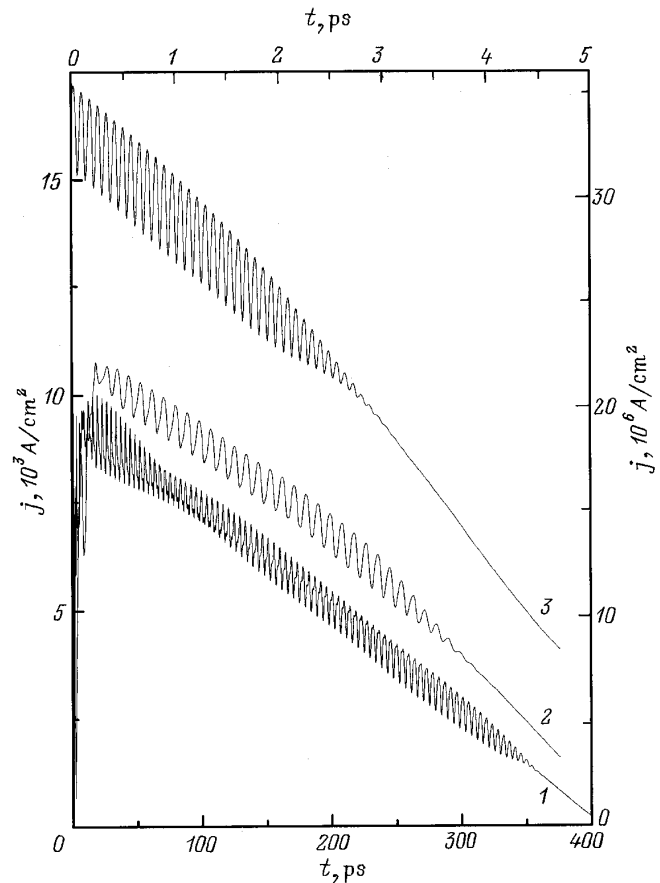


Рис. 4. Зависимость $j(t)$, вычисленная методом компьютерного характериографа при спаде во времени концентрации акцепторов n_0 по закону 1 — $(40 - 0.1t) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, 2 — $(3 - 0.6t) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, 3 — $(4 - 0.8t) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Здесь время t измеряется в пс. Параметры отвечают p -Ge. Кривая 1 (шкала оси абсцисс внизу, а оси ординат слева): $T = 4.2$ К, $l = 0.9$ мкм, $\mu = 0.004$ эВ, $E_c = 0.022$ эВ, $V_a = 0.035$ В. Кривые 2 и 3 (шкала оси абсцисс сверху, а оси ординат справа): $T = 300$ К, $l = 0.1$ мкм (2), 0.07 мкм (3); $\mu = 0.25$ эВ, $E_c = 0.391$ эВ, $V_a = 0.425$ В.

j . Однако спад n_0 более чем в 3 раза не вызвал ни существенного изменения амплитуды колебаний, ни частоты. Спад того и другого (с уменьшением n_0) имел место только около верхних значений $n_0 \sim (3-4) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Неизменность амплитуды и частоты имела место при заметных вариациях формы колебаний, имевших нелинейный характер (причем степень нелинейности была выше при более высоких значениях n_0).

Аналогичные результаты были получены в случае баз из $p\text{-InAs}$ и $p\text{-InSb}$, отличавшихся в данных расчетах от баз из $p\text{-Ge}$ значениями масс m и M (т.е. параметров γ_1 и γ_2 или A и B), а также значениями диэлектрической проницаемости κ_d в уравнении Пуассона (14).

3.3. Результаты для коротких сильно легированных баз. Полученные в предыдущем подразделе результаты, поскольку они касались малых деформаций ($E_c \leq \hbar\omega_0$), невысоких напряжений ($eV_a \leq \hbar\omega_0$) и низких температур ($T \ll \hbar\omega_0$), описывает реальную ситуацию в однородно легированных p -базах. Предсказанные там частоты осцилляций баллистического тока, однако, невелики ($< 1 \text{ ТГц}$). Повышение этих частот, как указывалось в разд. 2, сопряжено с укорочением базы при ее более сильном легировании. Если при этом сохранить условие $E_c, eV_a < \hbar\omega_0$, то уменьшение длины свободного пробега l_b обгонит уменьшение размера l_c и предсказанная генерация станет нереальной. Выход из положения, указанный в том же разделе, состоит в переходе к структурам с модулированным легированием, позволяющим ослабить рассеяние на ионах легирующей примеси, сохранив одновременно ее экранирующее воздействие на продольное поле $F(x)$. Таким образом, используя вместо однородно легированных баз слоисто-легированные, можно попытаться получить генерацию в случае укороченных баз при малых деформациях и низких температурах. Для конкретной оценки возможностей этого продвижения следует детально рассмотреть рассеяние на ионизированной примеси в селективно-легированных структурах, что выходит за рамки нынешнего рассмотрения.

Другой способ уменьшения рассеяния на заряженной примеси — увеличение энергии E_c и, соответственно, диапазона рабочих напряжений, т.е. переход к области $E_c, eV_a < \hbar\omega_0$. При этом длина свободного пробега резко падает за счет испускания оптических фононов и необходимо перейти в иную область толщин базы l , а следовательно, резко повысить легирующую концентрацию, что требует дальнейшего роста E_c , уменьшения l и т.д. Самосоглашение наступает при слишком больших значениях E_c , которые являются нереальными. Чтобы остаться на уровне $E_c \sim 0.2 \div 0.4 \text{ эВ}$, необходимо понизить уровень рассеяния на примеси в 2 ÷ 3 раза, т.е. допустить возможность селективного легирования и в этом случае.

Далее мы приводим результаты модельных расчетов колебаний баллистического тока в случае комнатных температур ($T = 300 \text{ К}$) для коротких ($l \leq 0.1 \text{ мкм}$) сильно легированных ($n_0 \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$) баз. В случае $p\text{-Ge}$ толщина базы $l \leq 0.15 \text{ мкм}$ достаточна для дырочного транспорта без рассеяния на оптических фононах. В случае таких материалов как $p\text{-InAs}$ и $p\text{-InGaAs}$ требуется выполнение более жестких условий $l \leq 0.05 \div 0.06 \text{ мкм}$.

На вставке к рис. 5 приведена зависимость $j(t)$ при линейно возрастающем во времени напряжении $V_a(t)$ (для $p\text{-Ge}$ -диода с $l = 0.1 \text{ мкм}$ и $n_0 = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Короткий участок осцилляций (между значениями V_a , равными 0.4 и 0.5 В) напоминает аналогичный участок осцилляций из рис. 3 (кривая 4). Однако

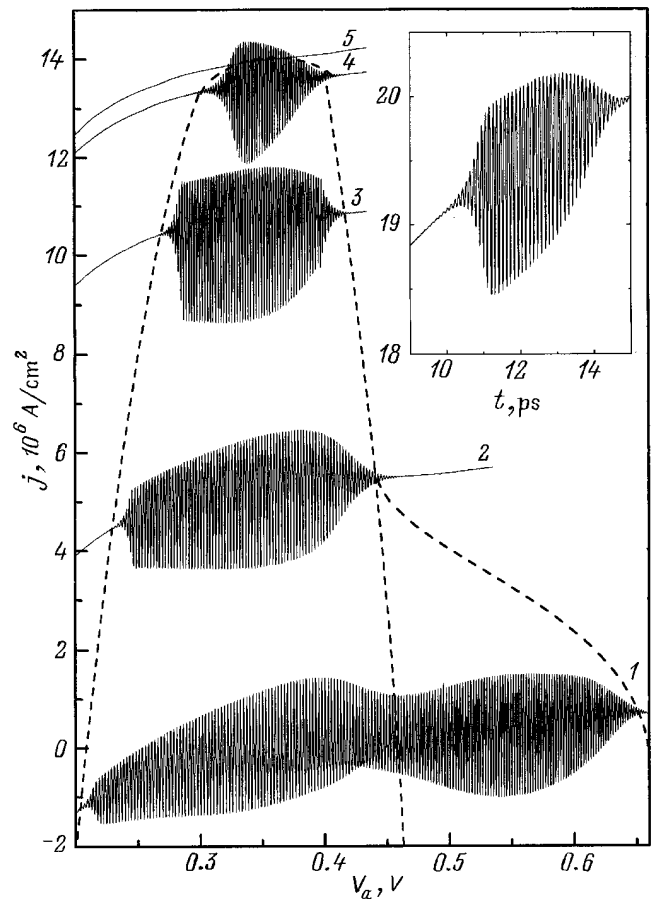


Рис. 5. Зависимости $j(t)$, вычисленные методом компьютерного характеристики, при возрастании напряжения по линейному закону со временем ($V_a' = 2 \cdot 10^{-2} \text{ В/пс}$), l , мкм: 1 — 0.08, 2 — 0.07, 3 — 0.06, 4 — 0.055, 5 — 0.0545; $n_0 = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\mu = 0.08 \text{ эВ}$ ($P(0) \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$), $E_c = 0.22 \text{ эВ}$, $T = 300 \text{ К}$, $m = 0.0376m_0$, $M = 0.403m_0$. Кривые смещены по оси ординат на величину $\Delta j_i = 525(0.055 - l_i [\text{мкм}]) \cdot 10^6 \text{ А/см}^2$. На вставке — зависимость $j(t)$, полученная для случая $p\text{-Ge}$ при $T = 300 \text{ К}$: $l = 0.1 \text{ мкм}$, $n_0 = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\mu = 0.14 \text{ эВ}$ ($P(0) \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$), $E_c = 0.31 \text{ эВ}$, $V_a(0) = 0.2 \text{ В}$.

изменился не только диапазон напряжений, но и резко возросла плотность тока j (в соответствии с ростом n_0), а также и частота колебаний (почти 10 ТГц). Рост частоты, по-видимому, связан не только с уменьшением длины l , но и с ростом напряжений и средних полей в заряженных слоях. Непосредственной зависимости частоты от напряжения на образце здесь (как и в предыдущих случаях) не просматривается.

На рис. 5 приведены зависимости $j(t)$, вычисленные тем же способом для 5 различных толщин баз ($l = 0.08, 0.07, 0.06, 0.055$ и 0.0545 мкм) из $\text{In}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ при $n_0 = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $E_c = 0.22$ эВ, и $T = 300$ К. Параметры A и B для этого сплава были найдены линейной интерполяцией известных параметров для InAs и GaAs . Сокращение длины l вызывает сокращение интервала осцилляций и увеличение их частоты (от 8 ТГц при $l = 0.08$ мкм до 10 ТГц при $l = 0.06$ мкм). На образце с длиной $l = 0.08$ мкм (рис. 5, кривая 1) мы получаем как бы два слившихся друг с другом диапазона колебаний с различными частотами: более низковольтному диапазону отвечает частота $f \leq 8$ ТГц, а более высоковольтному — частота $f \geq 10$ ТГц. Кривые 1–5 расположены на рис. 5 таким образом, что дают возможность построить (пунктиром) фазовую границу области колебаний на плоскости (l, V_a) .

На рис. 4 (кривые 2 и 3) представлены две зависимости $j(t)$ при линейно спадающей во времени легирующей концентрации в случае коротких баз. Они вычислены для одного и того же значения $E_c = 0.39$ эВ и одного и того же напряжения $V_a = 0.425$ В. Модельные образцы отличаются длиной базы ($l = 0.07$ и 0.1 мкм соответственно). Поскольку концентрация n_0 в образцах убывает со временем по несколько разным законам, моменты равной концентрации можно отслеживать по моментам равной плотности тока. Частота колебаний (практически не зависящая от n_0) в случае более короткой базы (кривая 3) существенно выше, чем в случае более длинной (кривая 2): 13 и 9 ТГц соответственно. В более коротком образце также больше и амплитуда осцилляций (также практически неизменная при существенном спаде среднего значения $j(t)$). В более коротком образце колебания прекратились при существенно более высокой концентрации акцепторов (что находится в соответствии с предварительным обсуждением в разд. 2).

Колебания баллистического тока сопровождались колебаниями потенциала (и поля) в базе диода (при заданном неизменном напряжении на диоде) и колебаниями концентрации дырок, имевшими форму неправильных плазменных волн, распространяющихся в направлении транспорта дырок. Поскольку эти картины в принципиальном плане не отличаются от аналогичных картин, имеющих место для иных механизмов ОЭМ, мы отсылаем читателя к [4,6,7], где такие картины приведены.

4. Квазиклассическое приближение для дырок при одноосном сжатии

4.1. Уравнения и процедура. В численных расчетах предыдущего раздела мы игнорировали существование второй дырочной подзоны с законом дисперсии $E_2(\mathbf{p})$ и предполагали, что дырки в подзоне с законом $E_1(\mathbf{p})$ двигаются в электрических полях классически и не могут перейти в подзону $E_2(\mathbf{p})$. На самом деле минимальная щель между дырочными подзонами в окрестности точки вырождения весьма узка, так что туннелирование между подзонами имеет место в достаточно слабых полях (а в самой точке вырождения в нулевых полях $p_x = \pm p_c$, $p_{\perp} = 0$). Это заставляет проанализировать законность классического подхода более внимательно.

В этом разделе мы рассмотрим общий подход к обозначенной выше проблеме и получим необходимые критерии. Отметим, что дырочный транспорт с учетом межзонного туннелирования в заданном пространственно постоянном электрическом поле \mathbf{F} был рассмотрен весьма давно в работах Алешкина и Романова [12,13], Даргиса и Рудольфа [14–16]. Однако в этих работах рассматривался только недеформированный кристалл, т. е. туннелирование имело место в окрестности точки $\mathbf{p} = 0$; способ рассмотрения существенно основывался на факте постоянства поля \mathbf{F} в пространстве.

Здесь мы используем универсальный подход, примененный для широкого круга задач, в частности, в работах [17–20] и основанный на унитарном преобразовании (4×4) -гамильтониана Кона-Латтинжера [21]. Это преобразование, предложенное в работах [22,23], сводит задачу к операциям с (2×2) -гамильтонианом:

$$\hat{H} = \begin{bmatrix} \hat{P} + \hat{Q} & \bar{R} \\ \bar{R}^+ & \hat{P} - \hat{Q} \end{bmatrix} + b\epsilon' \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} + \left[a\epsilon + eV(x) - E \right] \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (18)$$

где параметры $a\epsilon$ и $b\epsilon'$ — те же, что и в формуле (1). Как и предусматривалось выше, здесь используется только версия изотропных (в отсутствие деформации) валентных зон: $C = 0$ (т. е. $\gamma_2 = \gamma_3$), хотя согласно [19] аналогичная процедура существует и в более общей постановке. В (18) использованы обозначения

$$\hat{P} = A \left(k_{\perp}^2 - \frac{d^2}{dx^2} \right), \quad \hat{Q} = \frac{B}{2} \left(k_{\perp}^2 + 2 \frac{d^2}{dx^2} \right), \\ \bar{R} = \sqrt{3}B \left(\frac{k_{\perp}^2}{2} - |k_{\perp}| \frac{d}{dx} \right), \quad \bar{R}^+ = \sqrt{3}B \left(\frac{k_{\perp}^2}{2} + |k_{\perp}| \frac{d}{dx} \right), \\ V(x) — потенциал электрического поля, E — полная энергия дырки. Гамильтониан (18) действует на двухкомпонентную волновую функцию-столбец$$

$$\Psi(k_{\perp}, x) = \begin{bmatrix} \Psi_1(k_{\perp}, x) \\ \Psi_2(k_{\perp}, x) \end{bmatrix};$$

в результате получается система уравнений

$$\begin{aligned}
 & -\hbar^2(\gamma_1 + 2\gamma_2) \frac{d^2\Psi_1}{dx^2} + [(\gamma_1 - \gamma_2)p_\perp^2 + 2m_0(a\epsilon + b\epsilon' \\
 & + eV(x) - E)]\Psi_1 + \sqrt{3}\gamma_2 \left(p_\perp^2 \Psi_2 + 2\hbar|p_\perp| \frac{d\Psi_2}{dx} \right) = 0, \\
 & (19) \\
 & -\hbar^2(\gamma_1 - 2\gamma_2) \frac{d^2\Psi_2}{dx^2} + [(\gamma_1 + \gamma_2)p_\perp^2 + 2m_0(a\epsilon - b\epsilon' \\
 & + eV(x) - E)]\Psi_2 + \sqrt{3}\gamma_2 \left(p_\perp^2 \Psi_1 - 2\hbar|p_\perp| \frac{d\Psi_1}{dx} \right) = 0. \\
 & (20)
 \end{aligned}$$

Переход к параметрам $\gamma_{1,2}$ в уравнениях (19), (20) позволил в явном виде ввести постоянную Планка \hbar и далее выполнить квазиклассическое разложение. Ищем $\Psi_{1,2}(k_\perp, x)$ в виде

$$\Psi_{1,2}(x) = \exp \left[\frac{eS_{0,2}(x)}{\hbar} + iS_{1,2}(x) \right]; \quad (21)$$

причем функции $S_{1,2}(x)$ разлагаем в квазиклассические ряды: $S_{1,2}(x) = S_{1,2}^{(0)}(x) + \hbar S_{1,2}^{(1)}(x) + \hbar^2 S_{1,2}^{(2)}(x) + \dots$. Наряду с $S_{1,2}(x)$ введем их разность

$$T(x) = T_0(x) + \hbar T_1(x) + \hbar^2 T_2(x) + \dots,$$

где $T_i(x) = S_1^{(i)}(x) - S_2^{(i)}(x)$.

После подстановки выражений (21) в уравнения (19), (20) последние наряду с функциями $S_0(x)$, $S_{1,2}^{(i)}(x)$ в различных степенях содержат также экспоненциальные множители $\exp[\pm iT(x)]$. Быстрая сходимость квазиклассических рядов требует выполнения условия

$$\hbar|T_1(x)| \ll 1, \quad (22)$$

что позволило бы использовать разложение

$$e^{\pm iT(x)} = e^{\pm iT_0(x)} \left[1 \pm i\hbar T_1(x) + 0(\hbar^2) \right].$$

Условие (22) используется далее в качестве критерия справедливости классического подхода, примененного в разд. 3.

В нулевом приближении по \hbar из (19) и (20) следует

$$\begin{aligned}
 & (\gamma_1 + 2\gamma_2)S_0'^2 + (\gamma_1 - \gamma_2)p_\perp^2 + 2m_0[a\epsilon + b\epsilon' + eV(x) - E] \\
 & + \sqrt{3}\gamma_2(p_\perp^2 + 2|p_\perp|iS_0') e^{-iT_0} = 0, \quad (23)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & (\gamma_1 - 2\gamma_2)S_0'^2 + (\gamma_1 + \gamma_2)p_\perp^2 + 2m_0[a\epsilon - b\epsilon' + eV(x) - E] \\
 & + \sqrt{3}\gamma_2(p_\perp^2 - 2|p_\perp|iS_0') e^{iT_0} = 0, \quad (24)
 \end{aligned}$$

(всюду кроме ϵ' штрих обозначает производную по x), откуда получается

$$S_2'^2 = -p_\perp^2 + f_1(x) \pm \sqrt{f_2^2(x) + f_3 p_\perp^2}, \quad (25)$$

где

$$\begin{aligned}
 f_1(x) &= -\frac{2m_0\{\gamma_1[eV(x) + a\epsilon - E] - 2\gamma_2 b\epsilon'\}}{\gamma_1^2 - 4\gamma_2^2}, \\
 f_2(x) &= -\frac{2m_0\{2\gamma_2[eV(x) + a\epsilon - E] - \gamma_1 b\epsilon'\}}{\gamma_1^2 - 4\gamma_2^2}, \\
 f_3(x) &= -\frac{12m_0\gamma_2 b\epsilon'}{\gamma_1^2 - 4\gamma_2^2}.
 \end{aligned}$$

Напомним, что нам интересен случай сжатия ($b\epsilon' < 0$), так что $f_3 > 0$. Нас также интересует только отрицательные потенциалы $V(x)$. Величина $|eV(x) + a\epsilon - E|$ мала на эмиттере дырок (т.е. на аноде) и возрастает по мере отдаления от него, так что функции $f_{1,2}(x)$, отрицательные у анода, могут в ростом x и $|V(x)|$ изменить знак. Первой по мере роста $|V(x)|$ изменяет знак $f_1(x)$, а при еще больших значениях $|eV(x)|$ поменяет знак и $f_2(x)$, став также положительной.

Далее мы ограничимся рассмотрением только решения (25) со знаком "+" перед радикалом в правой части, что соответствует ветви $E_1(p)$. Классичность движения именно в этой подзоне буде проверена.

Кроме S_0' уравнения (23), (24) позволяют также найти $T_0 = S_1^{(0)} - S_2^{(0)}$. В следующем приближении по \hbar получающаяся из (19) и (20) система уравнений

$$\begin{aligned}
 & -(\gamma_1 + 2\gamma_2) [iS_0'' - 2S_0'(S_1^{(0)})'] + 2\sqrt{3}i|p_\perp|\gamma_2(S_2^{(0)})' e^{-iT_0} \\
 & - \sqrt{3}i\gamma_2(p_\perp^2 + 2|p_\perp|iS_0') T_1 e^{-iT_0} = 0, \quad (26)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & -(\gamma_1 - 2\gamma_2) [iS_0'' - 2S_0'(S_2^{(0)})'] - 2\sqrt{3}i|p_\perp|\gamma_2(S_1^{(0)})' e^{iT_0} \\
 & + \sqrt{3}i\gamma_2(p_\perp^2 - 2|p_\perp|iS_0') T_1 e^{iT_0} = 0, \quad (27)
 \end{aligned}$$

позволяет (зная $T_0(x)$) вычислить $(S_{1,2}^{(0)})'$ и $T_1(x)$ и проверить затем выполнение условия (22). Имеем

$$T_1 = \Delta_1/\Delta, \quad (28)$$

где

$$\begin{aligned}
 \Delta_1 &= 2(\gamma_1^2 - 4\gamma_2^2) T_0' S_0'^2 - 6\gamma_2^2 p_\perp^2 T_0' \\
 & - \sqrt{3}|p_\perp|\gamma_2 S_0'' \left[(\gamma_1 + 2\gamma_2) e^{iT_0} + (\gamma_1 - 2\gamma_2) e^{-iT_0} \right], \\
 \Delta &= i\gamma_2 \sqrt{3} |p_\perp| S_0' \left\{ -4i\sqrt{3}\gamma_2 |p_\perp| + (\gamma_1 + 2\gamma_2) \right. \\
 & \left. \times (|p_\perp| - 2iS_0') e^{iT_0} + (\gamma_1 - 2\gamma_2)(|p_\perp| + 2iS_0') e^{-iT_0} \right\}.
 \end{aligned}$$

4.2. Критерий квазиклассичности. Предположим, что потенциал $V(x)$ изменяется по закону

$$V(x) = V_c - V_1 e^{-\lambda x}, \quad (29)$$

где значение V_c определяется условием $f_2(x) \rightarrow 0$ при $x \rightarrow \infty$, т.е. $eV_c = a\epsilon - E - \gamma_1 b\epsilon'/2\gamma_2$, а характерная

длина λ^{-1} будет оценена несколько ниже. При этом $f_2(x)$ имеет вид

$$f_2(x) = -F_2 e^{-\lambda x}, \quad (30)$$

где $F_2 = 4m_0\gamma_2 eV_1 / (\gamma_1^2 - 4\gamma_2^2)$, а $f_1(x) = m_0 b |\epsilon'| / \gamma_2 - \gamma_1 F_2 e^{-\lambda x} / 2\gamma_2$. Закон изменения потенциала (29) предполагает, что при $x \rightarrow \infty$ существует область с ОЭМ дырок, в которой потенциал равен V_c , причем условие (22) подлежит необходимой проверке на подступах к этой области, где экранирование сохраняет еще свою линейность. Значения p_\perp , которые следует рассматривать далее, определяются ферми-распределением инжектируемых дырок. Если оно не слишком широко, то при потенциалах $V_x \simeq V_c$ выполняется условие

$$S_0'^2 \gg \sqrt{f_3} |p_\perp| \quad (31)$$

для всех рассматриваемых значений p_\perp . С этим условием мы получаем приближенно $|S_0'| \simeq (m_0 b \times |\epsilon'| / \gamma_2)^{1/2}$, а также можем получить оценку

$$|e^{2iT_0}| \gg 1. \quad (32)$$

Условия (31) и (32) позволяют получить приближенно

$$\Delta \simeq 2\sqrt{3}\gamma_2 |p_\perp| S_0'^2 (\gamma_1 + 2\gamma_2) e^{iT_0},$$

$$\Delta_1 \simeq 2(\gamma_1^2 - 4\gamma_2^2) T_0' S_0'^2$$

и, наконец,

$$|T_1| \simeq \frac{\gamma_1 - 2\gamma_2}{\sqrt{3}\gamma_2 |p_\perp|} |T_0' e^{-iT_0}| =$$

$$\frac{(\gamma_1^2 - 4\gamma_2^2) \lambda}{6\gamma_2^2 p_\perp^2 S_0'} \left[\frac{-f_2 (\sqrt{f_2^2 + f_3 p_\perp^2} + f_2)}{\sqrt{f_2^2 + f_3 p_\perp^2}} \right]. \quad (33)$$

Нетрудно убедиться, что правая часть (33) максимальна при $f_2^2 = (\sqrt{5} - 1) f_3 p_\perp^2 / 2$. При этом выражение в квадратных скобках из правой части (33) равно $\sim 0.49 \sqrt{f_3} |p_\perp|$, так что

$$|T_1| \simeq 0.28 \frac{\sqrt{\gamma_1^2 - 4\gamma_2^2}}{\gamma_2} \frac{\lambda}{|p_\perp|},$$

а условие (22) приобретает вид

$$0.28 \hbar \frac{\sqrt{\gamma_1^2 - 4\gamma_2^2}}{\gamma_2} \frac{\lambda}{|p_\perp|} \ll 1. \quad (34)$$

Применим для использования в (34) две различные оценки λ . Первая из них аналогична использованной в работе [7], где в качестве λ^{-1} служит длина экранирования электрического поля дрейфующими дырками с ОЭМ в квазинейтральной ОЭМ-области. Отличие данной ситуации от рассмотренной в [7] состоит в том, что в [7] все носители имели одинаковую

отрицательную массу, поскольку закон дисперсии в x -направлении был в первом приближении однороден. В нашем же случае закон дисперсии $E(p_x)$ около точки $p_x = p_c$ существенно зависит от $|p_\perp|$, так что экранирование осуществляется весьма многокомпонентной дырочной смесью. Вычисление величины λ для этой смеси выполнено в *Приложении*. Набору параметров на рис. 5 соответствует $\lambda \approx 100 \text{ мкм}^{-1}$. Условие (34) после подстановки $|p_\perp| = p_r$ и использования формул (П.10), (П.11) и (П.12) из *Приложения* приобретает вид

$$0.28 \left[\frac{2(\gamma_2 - \gamma_1)^{3/4}}{\pi^{5/4} 3^{1/2} \gamma_1^{1/4} \gamma_2 (\gamma_1^2 - 4\gamma_2^2)^{1/4}} \frac{e^2 m_0 n_0^{1/4}}{\kappa_d \hbar^{1/4} p_c^{7/4}} \right]^{1/2} \ll 1. \quad (35)$$

Подстановка параметров из подписи к рис. 5 приводит к неравенству $\hbar |T_1| = 0.1 \ll 1$. По нашим оценкам условие (35) удовлетворительно выполняется не только в случае больших деформаций ($E_c \simeq 0.3 \text{ эВ}$), но и в случае небольших деформаций ($E_c \simeq 26 \text{ мэВ}$).

Второй способ оценки состоит в определении величины λ непосредственно из вычислительного эксперимента, поскольку в нашем распоряжении имеются распределения концентрации дырок вдоль оси x при всех напряжениях V_a . Мы оцениваем λ при напряжении $V_a \simeq V_c$, т.е. на грани перехода от стационарного режима к осцилляционному. Для распределений концентрации, соответствующих модели на рис. 5, было получено $\lambda \approx 150 \text{ мкм}^{-1}$, что находится в удовлетворительном согласии с предыдущей оценкой величины λ . Величина p_r также могла быть оценена из распределения дырок в импульсном пространстве. Эти оценки не опровергли предыдущих. Поэтому мы ограничились краткой информацией.

5. Заключение

Выше мы рассмотрели результаты реализации ранее предложенного механизма возбуждения колебаний баллистического тока носителей с ОЭМ на основе одноосно-сжатых дырочных полупроводников. Дырки в качестве носителей тока наилучшим образом и с большим запасом реализуют необходимое условие $M > 2m$. Кроме этого рассмотренная здесь реализация ОЭМ имеет объемный характер (в отличие от контактного (интерфейсного) характера в случае асимметричных двойных квантовых ям [4,7] или же композитных ГХ-квантовых ям [7]), так что необходимый нам закон дисперсии носителей не требует сам по себе слоистой структуры базы и может быть реализован в однородном объеме дырочного полупроводника. Поэтому экспериментальное осуществление этой версии в режиме низких температур ($T \ll \hbar\omega_0$), низких напряжений ($eV \ll \hbar\omega_0$) и малых деформаций ($E_c < \hbar\omega_0$) представляется наиболее реалистичным (тем более, что длины баз в этом случае также вполне

доступны: $l \geq 0.5$ мкм). К сожалению, частоты колебаний в этом случае не слишком велики (типичное значение ~ 0.5 ТГц). При переходе к максимально допустимым деформациям (для которых $E_c > \hbar\omega_0$) для получения осцилляций необходимо существенно сократить длину l и, следовательно, увеличить n_0 . При этом рассеяние дырок на хаотически расположенных акцепторах не позволяет выполнить условие (12) при приемлемых значениях E_c . Выход из положения может быть найден в модулированном легировании и при переходе к слоистой структуре базы (но с сохранением объемного механизма образования ОЭМ). В частности, это могут быть δ -легированные базы необходимого периода и с необходимой поверхностной концентрацией акцепторов на один слой. Переход к слоистым базам и к значениям $l < 0.1$ мкм позволил бы достичь частот осцилляций более 10 ТГц, которые получены здесь в разд. 3. С другой стороны, наличие изменения потенциала в поперечном направлении привело бы к некоторым изменениям законов дисперсии дырок, которые, естественно, не учитывались в разд. 3.

Переход к слоистой структуре базы, однако, устраняет ту простоту конструкции p^+pp^+ -диода, которая является основной привлекательной чертой описываемого механизма. В этом случае появляется дополнительный конкурирующий способ реализации закона дисперсии с участием ОЭМ в дырочных полупроводниках — квантование дырок в квантовых ямах [24]; здесь же обширный перечень более ранних работ. Использование продольного транспорта через базу в дырочных квантовых ямах позволяет: 1) сохранить большое отношение M/m ; 2) регулировать энергию типа E_c шириной квантовой ямы; 3) сочетать в псевдоморфных структурах (в системах $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ или $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) два механизма образования ОЭМ: квантование и анизотропную деформацию; 4) осуществлять модулированное легирование. Поэтому рассмотрение таких квантованных дырочных слоистых баз в рамках описываемой здесь проблемы чрезвычайно актуально. Отметим, что ранее [3] в модельной версии задача об осцилляциях в слоистых базах была рассмотрена; было зафиксировано наличие колебаний тока даже в случае единственного слоя.

Как уже подробно излагалось в разд. 2, главный конфликт, заложенный в принципе действия генератора, состоит в двойной роли легирующей примеси — она экранирует электрическое поле (и в этой роли ее должно быть много для реализации коротких структур) и она же рассеивает дырки (и в этой роли ее не должно быть вовсе). Модулированное легирование, приводящее к неизбежной слоистой структуре, — один из способов решения этого конфликта.

Другой способ мог бы состоять во введении определенной неоднородности распределения примесей вдоль направления тока, т.е. по оси x , поскольку

различные области базы играют различные функциональные роли. Однако отметим, что такая стратификация опасна невозможностью последовательного баллистического описания. Последнее не будет зависеть от каких-либо предположений о рассеянии в пределах базы носителей, влетающих в нее из обоих электродов, только в случае отсутствия там потенциального минимума (т.е. потенциальный профиль должен описываться либо монотонной функцией, либо содержать один потенциальный барьер). Вводя слои повышенного легирования, мы вводим потенциальные ямы и с ними необходимость в описании захвата носителей ямами и освобождения из них.

Рассмотренный нами механизм генерации, основанный на носителях с ОЭМ, является некоторым аналогом хорошо известного эффекта Ганна. И в том и в другом случаях использован эффект "утяжения" носителей по мере роста их кинетической энергии. Принципиальное различие этих механизмов состоит в том, что ганновская генерация колебаний — типичный диссипативный эффект с диффузионным транспортом, междолинными переходами вследствие рассеяния, утяжелением масс подвижности и плотности состояний. В нашем случае — бездиссипативный эффект, причем имеет место утяжеление только единственной транспортной массы и только в направлении движения. Естественно, что возможны промежуточные ситуации с малым числом рассеяний на базе (так называемый квазibalлистический перенос), сочетающий детали каждого из механизмов (см., например, [25]).

Квазиклассический подход данной работы требует выполнения еще одного критерия (помимо условия (22)) — это условие малости частоты токовых колебаний $2\pi f$ по сравнению с минимальной квантовой частотой $\omega = [E_2(k_c) - E_1(k_c)]/\hbar$. Это условие невыполнимо при $p_\perp = 0$, когда $\omega = 0$; однако оно будет выполнено для большинства участвующих в токе дырок, если использовать в качестве ω ее значение при $p_\perp = p_r$, равное

$$\omega(p_r) = \frac{2}{\hbar} \sqrt{\frac{2\gamma_2}{\gamma_1 - \gamma_2} \mu |b\epsilon'|}. \quad (36)$$

Оценим соответствующую частоту $f(p_r) = \omega(p_r)/2\pi$ для $|b\epsilon'| = 2 \cdot 10^{-2}$ эВ и $\mu = 4 \cdot 10^{-3}$ эВ; имеем $f(p_r) \sim 7$ ТГц, что более чем на порядок превышает найденную в разд. 3 частоту колебаний тока. Столь же благоприятны оценки и в остальных случаях.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Объединенного фонда правительства Украины, Международного научного фонда (грант N K5Д100) и Фонда фундаментальных исследований Государственного комитета по науке и технике Украины (грант 2.3/23 "Баллиста").

Приложение

Вычисление эффективного радиуса экранирования дырок с отрицательной эффективной массой

В разд. 5 был использован параметр λ , определяющий затухание электрического поля в квазинелинейной области ОЭМ и имеющий физический смысл обратного радиуса экранирования электрического заряда. Напомним, что в области ОЭМ заряд акцепторов нейтрализуется зарядом дрейфующих ОЭМ-дырок, так что выполняется условие нейтральности $P = n_0$, где концентрация дырок P дается формулой (15), которую перепишем в виде

$$P = \frac{4\pi}{h^3} \int p_{\perp} dp_{\perp} dp_x f(x, p_x, p_{\perp}). \quad (\text{П.1})$$

Предположим, что в плоскости $x = 0$ располагается эффективный анод (инжектором дырок является именно анод). Влетающие из анода дырки описываются распределением Ферми

$$f(0, p_x, p_{\perp}) = \begin{cases} 1, & \text{при } \mu > \tilde{E}_1(p_x, p_{\perp}) > 0, \\ & \text{и } p_x > 0; \\ 0, & \text{при } \mu < \tilde{E}_1(p_x, p_{\perp}) \\ & \text{или } p_x < 0. \end{cases} \quad (\text{П.2})$$

Отметим, что параметр μ на эффективном аноде не является некоторой константой этого контакта, а зависит от протекающего тока, и потенциал эффективного анода в отличие от потенциала металлургического анода изменяется с током тоже. С учетом (П.2) и условия баллистичности тока дырок запишем их функцию распределения для произвольных значений x (пренебрегая, однако, обратным потоком дырок, вылетевших из анода) в виде

$$f(x, p_x, p_{\perp}) = \begin{cases} 1, & \text{при } \mu - eV(x) > \tilde{E}_1(p_x, p_{\perp}) > -eV(x) \\ & \text{и } p_x > 0; \\ 0, & \text{при } \tilde{E}_1(p_x, p_{\perp}) < -eV(x), \\ & \tilde{E}_1(p_x, p_{\perp}) > -eV(x) + \mu \\ & \text{или } p_x < 0. \end{cases} \quad (\text{П.3})$$

Введем для заданных значений x и p_{\perp} два граничных значения p_x , обозначаемых $p_x^{(1)} = p_x^{(1)}(p_{\perp}, x)$ и $p_x^{(2)} = p_x^{(2)}(p_{\perp}, x)$ и определяемых формулами

$$\begin{aligned} \tilde{E}_1(p_x^{(1)}, p_{\perp}) &= -eV(x), \\ \tilde{E}_1(p_x^{(2)}, p_{\perp}) &= -eV(x) + \mu. \end{aligned} \quad (\text{П.4})$$

Напомним, что $V(x) < 0$ и что $\tilde{E}_1(p_x, p_{\perp})$ отсчитывается от дна зоны $E_1(p_x, p_{\perp})$, т.е. $\tilde{E}_1(p_x, p_{\perp}) = E_1(p_x, p_{\perp}) - a\epsilon + Bk_c^2$ является

кинетической энергией в нижней подзоне. С учетом (П.3) и определений (П.4) имеем

$$P = \frac{4\pi}{h^3} \int_0^{p_r} p_{\perp} dp_{\perp} (p_x^{(2)} - p_x^{(1)}), \quad (\text{П.5})$$

где p_r — наибольшее значение p_{\perp} , определяемое условием

$$\tilde{E}_1(0, p_r) = \mu. \quad (\text{П.6})$$

Дальнейшая наша задача состоит в получении явного выражения для $p_x^{(2)} - p_x^{(1)}$ и вычислении интеграла в (П.5). Используя (2) и (3), имеем

$$\begin{aligned} p_x^2 &= -p_{\perp}^2 - 2\gamma_2 \frac{\gamma_1 p_k^2 + 2\gamma_2 p_c^2}{\gamma_1^2 - 4\gamma_2^2} \\ &+ 2\gamma_2 \sqrt{\frac{(\gamma_1 p_c^2 + 2\gamma_2 p_k^2)^2}{(\gamma_1^2 - 4\gamma_2^2)^2} + \frac{3p_c^2 p_{\perp}^2}{\gamma_1^2 - 4\gamma_2^2}}, \end{aligned} \quad (\text{П.7})$$

где $p_k^2 = -p_{\perp}^2 - m_0 E / \gamma_2$. Нетрудно убедиться, что формула (П.7) является модификацией формулы (25). Подставляя в (П.7) в качестве E правые части формул (П.4), получим выражение для $(p_x^{(1)})^2$ и $(p_x^{(2)})^2$ соответственно. Подставляя эти выражения в (П.5) получим

$$\begin{aligned} P &= \frac{4\pi}{h^3 p_c} \left[\frac{\gamma_1 m_0 \mu}{\gamma_1^2 - 4\gamma_2^2} \frac{p_r^2}{2} + \frac{\gamma_2}{3p_0^2} \left((p_r^2 p_0^2 + p_4^4)^{3/2} \right. \right. \\ &\left. \left. - (p_r^2 p_0^2 + p_1^4)^{3/2} \right) - \frac{\gamma_2}{3p_0^2} (p_2^6 - p_1^6) \right], \end{aligned} \quad (\text{П.8})$$

где

$$\begin{aligned} p_0^2 &= 3p_c^2 / (\gamma_1^2 - 4\gamma_2^2), \quad p_1^4 = 4e^2 V_1^2(x) m_0^2 / (\gamma_1^2 - 4\gamma_2^2)^2, \\ p_2^4 &= 4m_0^2 [eV_1(x) + \mu]^2 / (\gamma_1^2 - 4\gamma_2^2)^2. \end{aligned}$$

В правой части (П.8) предположено, что $p_c \gg p_r$, а также принято, что $E_c \gg \mu$, $V(x) = V_c - V_1(x)$, где V_c определено по аналогии с (29): $eV_c = -E_c = -(\gamma_1 + 2\gamma_2)p_c^2 / 2m_0$. Дальнейшее упрощение правой части формулы (П.8) приводит к выражению

$$P \simeq \frac{4\pi}{h^3} \frac{m_0 \mu}{\gamma_1^2 - 4\gamma_2^2} \frac{p_r}{p_c} \left[\frac{\gamma_1 p_r}{2} + \frac{4m_0 e V_1 \gamma_2}{p_c \sqrt{3(\gamma_1^2 - 4\gamma_2^2)}} \right], \quad (\text{П.9})$$

причем из (П.6) (с учетом $p_c \gg p_r$) следует

$$p_r^2 = \frac{2m_0 \mu}{\gamma_1 - \gamma_2}. \quad (\text{П.10})$$

Условие квазинейтральности $P = n_0$ в глубине области ОЭМ ($V_1 = 0$) позволяет вычислить значение μ ,

соответствующее значению плотности тока $j = j_c$, при которой образуется стационарная область ОЭМ:

$$\mu = \mu_c = \frac{h^{3/2} p_c^{1/2} n_0^{1/2}}{m_0} \left[\frac{(1 - \gamma_2/\gamma_1)(\gamma_1^2 - 4\gamma_2^2)}{4\pi} \right]^{1/2}. \quad (\text{П.11})$$

Подставляя (П.11) в уравнение Пуассона (14), получим

$$\frac{d^2 V_1}{dx^2} = \lambda^2 V_1,$$

где

$$\lambda^2 = \frac{e^2 m_0 n_0^{3/4}}{\kappa_d h^{3/4} p_c^{5/4}} \left[\frac{8\pi^{1/4}}{3^{1/2}} \frac{\gamma_2(\gamma_1 - \gamma_2)^{1/4}}{\gamma_1^{3/4} (\gamma_1^2 - 4\gamma_2^2)^{3/4}} \right].$$

Список литературы

- [1] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (М., Наука, 1972).
- [2] Н.З. Вагидов, З.С. Грибников, А.Н. Коршак. Письма ЖЭТФ, **61**, 38 (1995).
- [3] Н.З. Вагидов, З.С. Грибников, А.Н. Коршак. ФТП, **29**, 1944 (1995).
- [4] N.Z. Vagidov, Z.S. Gribnikov, A.N. Korshak. In: *Hot Carriers in Semiconductors*, ed. by K. Hess, J.-P. Leburton, U. Ravaioli (N. Y., Plenum Press, 1995).
- [5] A.N. Korshak, Z.S. Gribnikov, N.Z. Vagidov. In: *Hot Carriers in Semiconductors*, ed. by K. Hess, J.-P. Leburton, U. Ravaioli (N. Y., Plenum Press, 1995).
- [6] Z.S. Gribnikov, A.N. Korshak, N.Z. Vagidov. Lithuanian J. Phys., **35**, 495 (1995). Z.S. Gribnikov, A.N. Korshak, N.Z. Vagidov, V.V. Mitin. *Proc. 1995 Int. Semicond. Dev. Research. Symp.* (Charlottesville, 1995) p. 451.
- [7] Z.S. Gribnikov, A.N. Korshak, N.Z. Vagidov. J. Appl. Phys.
- [8] J.M. Luttinger. Phys. Rev., **102**, 1030 (1956).
- [9] M. Heiblum, K. Seo, H.P. Meier, T.W. Hickmott. Phys. Rev. Lett., **60**, 828 (1988).
- [10] З.С. Грибников, А.Н. Коршак. ФТП, **28**, 1445 (1994).
- [11] Z.S. Gribnikov, A.N. Korshak. In: *Quantum Confinement. Physics and Application* (San-Francisko, Electrochem. Soc. Inc., 1994) p. 34.
- [12] В.Я. Алешкин, Ю.А. Романов. ЖЭТФ, **87**, 1857 (1984).
- [13] В.Я. Алешкин, Ю.А. Романов. ФТП, **20**, 281 (1986).
- [14] A. Dargys, A.F. Rudolph. Phys. St. Sol. (b), **135**, 437 (1986).
- [15] A. Dargys, A.F. Rudolph. Phys. St. Sol. (b), **140**, 535 (1987).
- [16] A. Dargys. Phys. St. Sol. (b), **143**, 675 (1987).
- [17] J.-B. Xia. Phys. Rev. B, **38**, 8365 (1988).
- [18] D. Ahn, S.-L. Chuang. IEEE J. Quant. Electron., **QE-24**, 2400 (1988).
- [19] S.-L. Chuang. Phys. Rev. B, **40**, 10379 (1989).
- [20] C.Y.-P. Chao, S.-L. Chuang. Phys. Rev. B, **43**, 7027 (1991).
- [21] J.M. Luttinger, W. Kohn. Phys. Rev., **97**, 869 (1955).
- [22] D.A. Broido, L.J. Sham. Phys. Rev. B, **31**, 888 (1985).
- [23] A. Twardowski, C. Herman. Phys. Rev. B, **35**, 8144 (1987).
- [24] G. Shechter, L.D. Shvartsman, J.E. Golub. Phys. Rev. B, **51**, 10857 (1995).
- [25] В.И. Рыжий, Н.А. Баннов, В.А. Федирко. ФТП, **18**, 769 (1984).

Редактор Т.А. Полянская

Oscillations of a ballistic current of holes through semiconductor layers under uniaxial compression

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

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