

## К ТЕОРИИ ТУННЕЛЬНО-РЕЗОНАНСНОГО ИНЖЕКТОРА

Долманов И. Н., Рыжий В. И., Толстихин В. И.

Построена теория ВАХ инжектора, состоящего из  $n^+$ -эмиттера, буферного слоя и туннельно-резонансной структуры. Показано, что при условиях баллистичности движения электронов в буферном слое и постоянства поля в области туннельно-резонансной структуры расчет ВАХ может быть проведен в параметрической форме и сводится к решению двух transcendентных уравнений. На основании результатов расчета при типичных для эксперимента параметрах инжектора выявлена важная роль множественности квантовых ям в туннельно-резонансной структуре и наличия виртуального катода в буферном слое в формировании ВАХ.

Явление резонансного туннелирования электронов в одномерной квантово-размерной структуре состоит в немонотонности зависимости ее коэффициента пропускания от энергии электрона [1], благодаря чему такие структуры могут быть использованы для создания полупроводниковых приборов с отрицательной дифференциальной проводимостью [2, 3]. Дiodы с резонансным туннелированием электронов были получены методами современной гетероэпитаксиальной технологии на основе AlGaAs/GaAs [4], InAlAs/InGaAs [5] и других материалов и нашли применение в качестве активных СВЧ элементов с высокой отрицательной крутизной и контрастностью вольтамперной характеристики (ВАХ) [6]. Другим эффектом, обусловленным резонансным туннелированием в структурах с малой шириной уровней размерного квантования, является сужение энергетического спектра протуннелировавших электронов, что может быть использовано для создания моноэнергетических инжекторов горячих электронов и инжекторов с резкой отсечкой тока, которые находят применение в биполярных гетеротранзисторах [7], транзисторах на горячих электронах [8], инжекционно-пролетных диодах [9], лавинных фотодиодах [10] и других полупроводниковых приборах в целях улучшения их характеристик и расширения функциональных возможностей.

Теории приборов с резонансным туннелированием электронов посвящено значительное число работ (см., например, [11-15] и библиографию к обзору [6]), однако в большинстве из них исследовались лишь простейшие структуры, состоящие из нелегированных одной квантовой ямы (КЯ) и двух полупрозрачных барьеров и заключенные между непосредственно примыкающими к барьерам сильно легированными контактными областями. Между тем развитие барьерный естественным образом стимулирует и работы по оптимизации структур (приборов) с резонансным туннелированием электронов. В частности, экспериментально исследуются структуры с несколькими КЯ [16, 17], а также туннельно-резонансные диоды с относительно толстыми (до 1000 Å) нелегированными узкозонными буферными слоями между барьерами и контактными областями [18, 19].

Цель настоящей работы состоит в построении и исследовании теоретической модели основного элемента любого прибора с резонансным туннелированием электронов — туннельно-резонансного инжектора, адекватно учитывающей влияние множественности КЯ и буферного слоя на ВАХ.

На рис. 1 приведена зонная диаграмма рассматриваемого элемента. Он состоит из эмиттерной контактной области ( $x \leq 0$ ), буферного слоя ( $0 \leq x \leq L$ )

и туннельно-резонансной структуры (ТРС,  $L \leq x \leq L+d$ ). За ней ( $x \geq L+d$ ) элемент может быть симметрично продолжен в виде еще одного буферного слоя и коллекторной контактной области (диод); содержать анизотипный (биполярный гетеротранзистор) или изотипный (гетеротранзистор на горячих электродах) гетеропереход и т. д. Не ограничивая серьезно общности рассмотрения, мы будем считать, что за ТРС расположен блокирующий контакт, так что, во-первых, какая-либо инжекция из него отсутствует и, во-вторых, все электроны, вытекшие из эмиттера и прошедшие через ТРС, никак не могут вернуться обратно. При этом возникает вопрос о том, что понимать под равновесным (бестоковым) состоянием инжектора и каким образом определять падение напряжения на нем в условиях протекания тока? Учитывая, что в состоянии с равным нулю электрическим полем  $F=0$  в области ТРС (рис. 1, штрихи) ток инжектора пренебрежимо мал по сравнению со своим пиковым значением, применим это состояние за «точку отсчета», т. е. будем определять падение напряжения на инжекторе  $V > 0$  как разницу в положениях дна зоны проводимости (разделенную на заряд электрона  $e$ ) непосредственно за ТРС при  $F=0$  и  $F < 0$ . Для расчета ВАХ, т. е. зависимости плотности эмиттерного тока  $J$  от определенного указанным выше способом падения напряжения на инжекторе  $V$ , рассмотрим каждую из областей — эмиттер ( $x \leq 0$ ), буферный слой ( $0 \leq x \leq L$ ) и

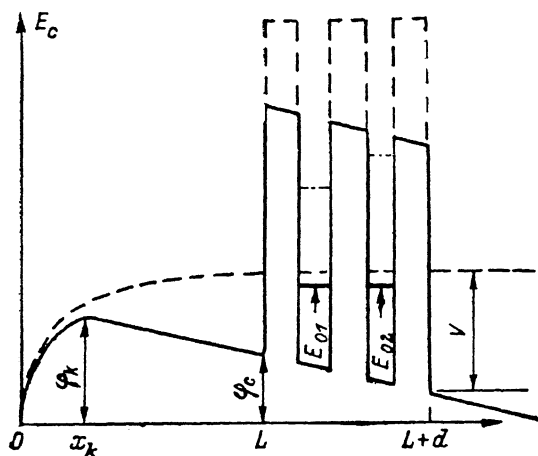


Рис. 1. Диаграмма зоны проводимости туннельно-резонансного инжектора.

ТРС ( $L \leq x \leq L+d$ ) — по отдельности при следующих допущениях: 1)  $n^+$ -эмиттер квазинейтрален, электроны в нем равновесны и описываются фермиевской функцией распределения; 2) толщина буферного слоя  $L$  мала по сравнению с длиной свободного пробега, однако велика по сравнению с характерной де-Бройлевской длиной волны электрона, т. е. электроны движутся в этом слое баллистически; 3) рассеяние электронов в ТРС и накопление заряда в КЯ не существенны. Отметим, что накопление заряда в КЯ должно приводить к бистабильности и гистерезису ВАХ [20], отсутствующих во многих экспериментах [19, 21]. Здесь мы ограничимся рассмотрением именно структур без гистерезиса на ВАХ, для которых справедливо допущение о постоянстве электрического поля по ТРС.

В результате задача сводится к решению в буферном слое бесстолкновительного кинетического уравнения для функции распределения электронов  $f(x, p_x, p_{||})$ , где  $p_x$  и  $p_{||}$  — составляющие квазиимпульса, соответственно нормальная и параллельная по отношению к ТРС, с самосогласованным электрическим потенциалом  $\varphi(x)$ , определяемым уравнением Пуассона, при учете квантово-механического отражения от ТРС [22]. Используя безразмерные переменные  $\xi = x/L_0$ , где  $L_0$  — дебаевская длина экранирования с концентрацией электронов, равной концентрации примесей в эмиттере  $n^+$ ,  $\eta = p_x/\sqrt{mT}$ ,  $g = -eFL_0/T$ , где  $m, T$  — эффективная масса и температура электронов,  $v = e\varphi/T$ ,

$$u = \frac{\sqrt{mT}}{n^+} \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \int dp_{||} f(x, p_x, p_{||}),$$

запишем эти уравнения в виде [23]

$$\eta \frac{\partial u(\xi, \eta)}{\partial \xi} + \frac{dv(\xi)}{d\xi} \frac{\partial u(\xi, \eta)}{\partial \eta} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{d^2 v(\xi)}{d\xi^2} = \int_{-\infty}^{\infty} d\eta u(\xi, \eta). \quad (2)$$

Граничные условия к (1), (2) формулируются на поверхностях, ограничивающих буферный слой, т. е. на эмиттере ( $\xi=0$ ) и ТРС ( $\xi=\xi_c=L/L_0$ ):

$$\xi=0: u(0, \eta) = u_0(\eta), \eta > 0; v=0; \quad (3)$$

$$\xi=\xi_c: u(\xi_c, -\eta) = R(\eta, g) u(\xi_c, \eta), \eta > 0; dv/d\xi = g. \quad (4)$$

Здесь  $u_0(\eta)$  — одномерная нормированная функция распределения равновесных электронов в эмиттере:

$$u_0(\eta) = \frac{N_0}{\sqrt{2\pi} n^+} \ln \left[ 1 + \exp \left( \frac{E_F}{T} - \frac{1}{2} \eta^2 \right) \right] \quad (5)$$

( $N_0, E_F$  — плотность состояний и уровень Ферми в эмиттере),  $R(\eta, g)$  — коэффициент квантово-механического отражения от ТРС, зависящий от безразмерных нормальной составляющей квазиимпульса и электрического поля.

Решение бесстолкновительного кинетического уравнения с самосогласованным полем записывается в терминах интегралов движения вдоль баллистических траекторий электронов [23] и с учетом поставленных граничных условий может быть приведено в виде

$$u(\xi, \eta) = u_0(\sqrt{\eta^2 - 2v}) \{ \theta[\eta - \text{Sgn}(\xi - \xi_k) \sqrt{2(v_k + v)}] + R(\sqrt{\eta^2 - 2(v - v_c)}, g) \theta[-\eta - \sqrt{2(v + v_k)}] \}, \quad (6)$$

где  $\xi_k = x_k/L_0$ ,  $v_k = e\varphi_k/T$  — безразмерные координата и высота классического потенциального барьера в буферном слое, возникающего при положительном смещении инжектора,  $v_c = e\varphi_c/T$  — безразмерная разница потенциалов между ТРС и эмиттером (рис. 1),  $\theta(t)$  и  $\text{Sgn}(t)$  — единичные функции, определяемые равенствами

$$\theta(t) = \begin{cases} 1, & t > 0, \\ 0, & t \leq 0, \end{cases} \quad \text{Sgn}(t) = \begin{cases} 1, & t > 0, \\ 0, & t = 0, \\ -1, & t < 0. \end{cases} \quad (7)$$

Заметим, что в принятых обозначениях  $v(\xi_k) = -v_k < 0$  и  $v(\xi) + v_k \geq 0$  для всей области  $0 \leq \xi \leq \xi_c$ . Наличие потенциального барьера в буферном слое, играющего роль виртуального катода, оказывает значительное влияние на формирование тока инжектора, так как достигнуть ТРС могут только те электроны в эмиттере, которые имеют поперечный квазиимпульс  $p_x \geq \sqrt{2m e\varphi_c}$ .

Явный вид функции распределения позволяет, производя интегрирование, получить безразмерную концентрацию электронов  $\rho_i(v, v_k, v_c)$  ( $i=1$  для  $0 \leq \xi \leq \xi_k$  и  $i=2$  для  $\xi_k \leq \xi \leq \xi_c$ ) и свести уравнение Пуассона (2) с граничными условиями (3), (4) к следующим двум трансцендентным уравнениям, решение которых дает величины  $v_k$  и  $v_c$  в зависимости от безразмерного электрического поля  $g$ :

$$\int_{-v_k}^{v_c} dv \rho_2(v, v_k, v_c) = \frac{1}{2} g^2, \quad (8)$$

$$\int_{-v_k}^0 \frac{dv}{\sqrt{2 \int_{-v_k}^v dv' \rho_1(v', v_k, v_c)}} + \int_{-v_k}^{v_c} \frac{dv}{\sqrt{2 \int_{-v_k}^v dv' \rho_2(v', v_k, v_c)}} = \xi_c. \quad (9)$$

При этом плотность тока инжектора  $J$  и падение напряжения на нем  $V$  определяются соотношениями

$$J = e \sqrt{\frac{T}{m}} n^+ \int_0^{\infty} d\eta \eta u_0(\sqrt{\eta^2 + 2v_k}) [1 - R(\sqrt{\eta^2 + 2(v_c + v_k)}, g)], \quad (10)$$

$$V = \frac{T}{e} \left[ v_c(g=0) - v_c(g>0) + g \frac{d}{L_0} \right]. \quad (11)$$

Таким образом, задавая напряженность электрического поля в ТРС и разрешая уравнения (8), (9) относительно величин  $v_k$  и  $v_e$ , получим из (10), (11) зависимости  $J(g)$  и  $V(g)$ , т. е. ВАХ в параметрической форме.

Для проведения конкретных расчетов необходимо еще найти функцию  $R(\eta, g)$ . Величина квантово-механического коэффициента отражения определяется решением одночастичного уравнения Шредингера, которое в каждом из слоев, образующих ТРС, представляется в виде комбинации функций Эйри  $Ai(t)$  и  $Bi(t)$  от аргумента  $t = -(x + E/e | F |) (2me | F | / \hbar^2)^{1/3}$ , где  $E$  — энергия электрона. Граничные условия к уравнению Шредингера в ТРС ставятся из соображений непрерывности волновой функции и потока электронов на каждом гетеропереходе. При этом предполагается, что перед ТРС и за ней волновая функция падающего и протуннелировавшего электрона является плоской вол-

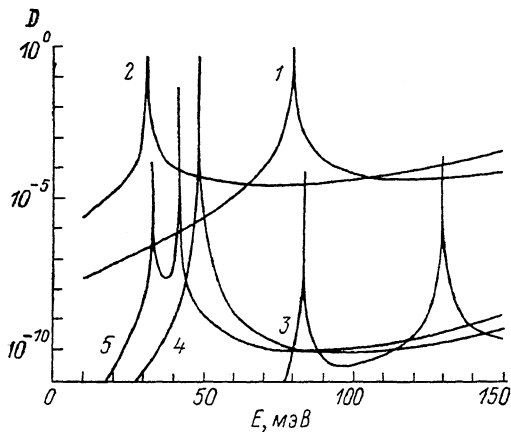


Рис. 2. Зависимость коэффициента пропускания ТРС от энергии.

1, 2 — для трехслойной ТРС на основе GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As с толщиной слоев 51—51—1 Å; 3—5 — для пятислойной ТРС на основе GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As с толщиной слоев 57—51—69—34—57 Å. Величина поля в ТРС, В см: 1, 3 — 0, 2 — 6·10<sup>4</sup>, 4 — 4.2·10<sup>4</sup>, 5 — 5·10<sup>4</sup>.

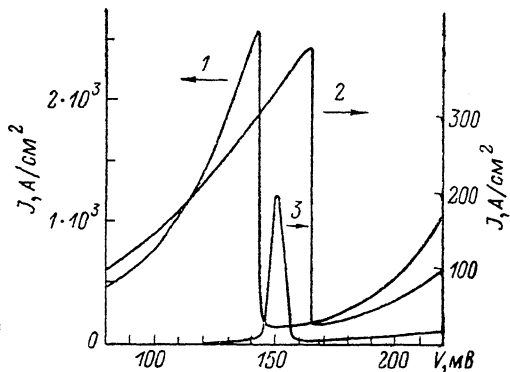


Рис. 3. ВАХ туннельно-резонансного инжектора.

1, 2 — с одной КЯ, 3 — с двумя КЯ. Толщина буферного слоя, Å: 1 — 500, 2, 3 — 200, T = 300 К. Концентрация электронов в эмиттере 2·10<sup>18</sup> см<sup>-3</sup>. Концентрация Al в барьерных слоях и толщина слоев в ТРС: 1 — 0.3, 51—51—51 Å; 2 — 0.4, 57—51—57 Å; 3 — 0.4, 57—51—69—34—57 Å.

ной. На рис. 2 представлены рассчитанные таким образом зависимости коэффициента пропускания  $D=1-R$  ТРС с одной (кривые 1, 2) и двумя (кривые 3—5) КЯ от энергии падающего электрона  $E$  при различной напряженности электрического поля  $F$ . Видно, что для выбранных параметров ТРС с одной КЯ, типичных в эксперименте [21], без поля максимум пропускания приходится на энергию  $E \sim 80$  мэВ, причем резонансная линия является чрезвычайно узкой ( $< 1$  мэВ), а коэффициент пропускания в максимуме близок к единице. При наложении поля  $F \sim 10^4 \div 10^5$  В/см ширина линии несколько увеличивается, максимальный коэффициент пропускания падает (что объясняется нарушением симметрии барьеров), а положение резонанса смещается на десятки мэВ в область меньших энергий. Последний эффект, в некотором смысле аналогичный хорошо известному в электрооптике структур с КЯ квантово-размерному эффекту Штарка [24], весьма существен для работы туннельно-резонансного инжектора, поскольку приводит к уменьшению энергии резонанса на величину порядка ее самой. На кривой пропускания ТРС с двумя КЯ имеются два пика, которые при наложении поля также смещаются в область меньших энергий. Однако смещение неодинаково для обоих пиков, так что при некотором значении поля они сливаются. Именно в этом случае туннельный ток как функция поля достигает своего максимального значения, многократно превосходящего пиковые значения тока, обусловленные резонансным туннелированием через каждый из уровней по отдельности. Этот эффект также имеет аналог в электрооптике квантово-размерных структур [25],

Зависимость коэффициента пропускания ТРС от энергии определяет по существу ВАХ в приближении «холодных» электронов [23]. Действительно, используя в таком приближении функцию распределения в эмиттере вида [22]

$$u_s(\eta) = \frac{J}{e\sqrt{T/m} n^+} \delta\left(\frac{\eta^2}{2}\right) \frac{\theta(\eta) + R(\sqrt{2v_c}, g)\theta(-\eta)}{1 - R(\sqrt{2v_c}, g)}, \quad (12)$$

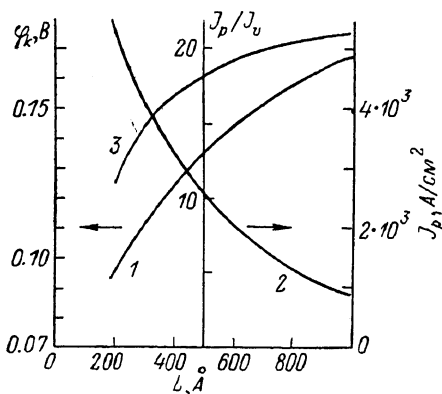
получим

$$J = \frac{\kappa\sqrt{2e/m}}{9\pi L^2} \left(\frac{T}{e} v_c\right)^{3/2} \frac{1 - R(\sqrt{2v_c}, g)}{1 + R(\sqrt{2v_c}, g)}. \quad (13)$$

Учет тепловых эффектов заметно меняет ВАХ в сравнении с (13) по следующим основным причинам. Во-первых, в ТРС с шириной резонансной линии, меньшей  $T$ , наличие максвелловского хвоста на функции распределения электронов в эмиттере приводит к более медленному спаду тока при уменьшении напряжения от напряжения отсечки. Во-вторых, образование потенциального барьера в буферном слое — виртуального катода — уменьшает пиковое значение плотности тока и сдвигает напряжение отсечки в сторону увеличения. Результаты параметрического расчета ВАХ с учетом этих эффектов, ос-

Рис. 4. Зависимость высоты виртуального катода (1), пикового тока (2) и контрастности ВАХ (3) от толщины буферного слоя.

$T=300$  К,  $n^+=2 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$ , ТРС соответствует 1 на рис. 3.



нованного на решении уравнений (8), (9), использовании формул (10), (11) и найденной по описанной выше схеме зависимости  $R(\eta, g)$ , приведены на рис. 3 для инжекторов с одной (кривые 1, 2) и двумя (кривая 3) КЯ.

Можно отметить, что малая ширина резонансного уровня в ТРС с одной КЯ приводит к экспоненциальному росту туннельного тока при понижении уровня размерного квантования относительно виртуального катода и резкой отсечке тока при опускании уровня ниже виртуального катода. Формирование ВАХ инжектора с двумя КЯ происходит более сложным образом, так как в данном случае с увеличением поля сближаются резонансные пики, соответствующие уровням размерного квантования в отдельных КЯ, и меняется форма кривой пропускания ТРС. При этом для структур с очень узкими пиками максимум тока на ВАХ обусловлен совпадением уровней (а не совпадением резонансного уровня с максимумом потенциала на виртуальном катоде, как это имеет место в случае одной КЯ). В результате при уменьшении пикового тока увеличивается крутизна растущего участка ВАХ и в целом ВАХ становится более симметричной. Зависимость высоты потенциального барьера в буферном слое относительно дна зоны проводимости в эмиттере при напряжении, близком к отсечке, пиковой плотности тока и контрастности ВАХ от толщины буферного слоя для инжектора с одной КЯ приведена на рис. 4. Как и следовало ожидать, при принятых допущениях потенциальный барьер и контрастность ВАХ растут, а плотность пикового тока падает с ростом толщины буферного слоя. Отметим, что увеличение контрастности ВАХ с утолщением буферного слоя наблюдалось экспериментально в работе [19]. В рамках рассматриваемой модели эта тенденция связана с уменьшением электрического поля в ТРС, соответствующего максимуму тока, при утолщении буферного слоя, в результате чего уменьшается и нерезонансный туннельный ток.

В заключение приведем оценки заряда в КЯ и концентрации термализованных электронов на границе буферного слоя и ТРС, ограничивающих применимость рассмотренной модели инжектора. Для двумерной концентрации электронов в КЯ  $n_s$  можно записать  $n_s \sim (\hbar/\Gamma) (J/e) d_{КЯ}$ , где  $\Gamma$ ,  $J$  — ширина уровня и

плотность резонансного тока. В случае рассмотренной выше структуры (рис. 2, кривая  $I$ ) имеем  $n_s \sim 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , что для скачка поля на ТРС дает  $\sim 5 \cdot 10^3 \text{ В/см}$ . Это на порядок меньше характерных полей в области максимума тока. Оценку отношения концентрации баллистических и термализованных электронов на границе буферного слоя можно получить, приравняв термоэмиссионный поток термализованных электронов из потенциальной ямы вблизи ТРС (рис. 1) потоку баллистических электронов, захватывающихся в потенциальную яму в результате процессов рассеяния, что для упомянутого отношения дает  $(\tau_{\text{пр}}/\tau_0) \exp(v_k + v_c)$ , где  $\tau_{\text{пр}}$ ,  $\tau_0$  — пролетное время и время спонтанной эмиссии оптического фонона. При разумных параметрах инжектора эта величина, вообще говоря, не может быть много меньше единицы. Поэтому правильнее говорить не о баллистическом, а о квазibalлистическом транспорте [26] электронов в буферном слое. Накопление же термализованных электронов в потенциальной яме перед ТРС приводит к увеличению напряжения отсечки и может служить причиной появления на ВАХ дополнительных особенностей (в виде второй отсечки тока для структур с одной КЯ, связанной с опусканием уровня размерного квантования в ТРС ниже дна зоны проводимости на границе буферного слоя). В некоторых работах такие особенности ВАХ наблюдались экспериментально [18, 19, 21], что свидетельствует о необходимости более подробного исследования рассеяния и термализации горячих электронов в буферном слое, например, методами математического моделирования.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Бом Д. Квантовая теория. М., 1961. 728 с.
- [2] Иогансен Л. В. // ЖЭТФ. 1963. Т. 45. В. 2 (8). С. 207—213.
- [3] Esaki L., Tsu R. // IBM J. Res. Dev. 1970. V. 14. N 1. P. 61—65.
- [4] Chang L., Esaki L., Tsu R. // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 24. N 12. P. 593—595.
- [5] Inata T., Muto S., Nakata Y., Fujii T., Ohnishi H. // Japan. J. Appl. Phys. 1986. Pt 2. V. 25. N 12. P. L983—L985.
- [6] Татар А. С. // Электрон. техн. Сер. Электроника СВЧ. 1987. № 9 (403). С. 21—34; 1988. № 2 (406). С. 17—33.
- [7] Capasso F., Sen S., Gossard A. C., Hutchinson A. L. et al. // IEEE Electron. Dev. Lett. 1986. V. EDL-7. N 10. P. 573—576.
- [8] Yokoyama N., Imamura K., Muto S., Hiyamizu S., Nishi H. // Japan. J. Appl. Phys. 1985. Pt 2. V. 24. N 11. P. L853—L854.
- [9] Song I., Pan D. // IEEE Electron. Dev. Lett. 1987. V. EDL-8. N 12. P. 560—562.
- [10] Summers C., Brennan K. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 4. P. 276—278.
- [11] Ricco B., Azbel M. // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. N 4. P. 1970—1981.
- [12] Luryi S. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 47. N 5. P. 490—492.
- [13] Davies R. A. // GEC J. Res. 1987. V. 5. N 2. P. 65—75.
- [14] Araki K. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. N 3. P. 1059—1069.
- [15] Ohnishi H., Inata T., Muto S., Yokoyama N., Shibatomi A. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. N 19. P. 1249—1250.
- [16] Nakagawa T., Fujita T., Matsumoto Y., Kojima T., Ohta K. // Japan. J. Appl. Phys. 1987. Pt 2. V. 26. N 6. P. L980—L982.
- [17] Summers C., Brennan K., Torabi A., Harris H. M. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. N 2. P. 132—134.
- [18] Hodson P. D., Robbins D. J., Wallis R. H., Davies J. I. et al. // Electron. Lett. 1988. V. 24. N 3. P. 187—188.
- [19] Lakhani A. A., Potter R. C., Beyea D., Hempfield E. et al. // Electron. Lett. 1988. V. 24. N 3. P. 153—154.
- [20] Goldman V. J., Tsui D. C., Cunningham J. E. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 12. P. 1256—1259.
- [21] Huang C. I., Paulus M. J., Bozada C. A., Evans K. R. et al. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 2. P. 121—123.
- [22] Рыжий В. И., Федирко В. А., Хренов Г. Ю. // УФЖ. 1985. Т. 30. В. 9. С. 1365—1372.
- [23] Власов А. А. Теория многих частиц. М.—Л., 1950. 348 с.
- [24] Miller D. A. B. et al. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. N 2. P. 2173—2176.
- [25] Little J. W., Whisnant J. K., Leavitt R. R. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 22. P. 1786—1788.
- [26] Рыжий В. И., Баннов Н. А., Федирко В. А. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 5. С. 769—786.