УДК 535.375.54; 621.315.595

РАССЕЯНИЕ СВЕТА ФЛУКТУАЦИЯМИ СПИНОВОЙ ПЛОТНОСТИ В МНОГОДОЛИННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В. А. Войтенко

Рассмотрено дифференциальное сечение комбинационного рассеяния света (КРС) флуктуациями спиновой плотности в многодолинных полупроводниках. Специфика релаксации спиновых флуктуаций в этих материалах определяется тем, что ось квантования спина не является свободной, а связана с осью симметрии долины. Конкретные формулы получены для некоторых, выделенных симметрией, направлений импульса, переданного при рассеянии. Рассмотрено также КРС в прямозонном полупроводнике n-InP, в котором ось квантования спина также не является свободной и ее направление зависит от направления квазиимпульса электрона. Проведенные исследования позволили дать объяснение недавних экспериментов по рассеянию света свободными носителями в n-InP.

Рассеяние света на флуктуациях спиновой плотности наблюдалось в целом ряде прямозонных полупроводников A_3B_5 (GaAs [1], InSb [2], InP [3], CdTe [4]), а также в почти двумерных структурах, таких как гетероструктуры и сверхрешетки [5]. Недавно это рассеяние изучалось также и в многодолинном n-Ge [6], причем сообщалось не только о первом обнаружении, но и о теоретическом изучении явления, основанном на результатах работы [7]. Были установлены амплитуда рассеяния для отдельной долины, а также правила отбора. Дифференциальное сечение рассеяния вычислялось в виде суммы аддитивных вкладов отдельных долин, так что особенности рассеяния, связанные с многодолинной зонной структурой полупроводника, совсем не учитывались. В настоящей работе показано, что такой подход оправдан, лишь если волновой вектор света $\mathbf{q}$, переданный при рассеянии, направлен вдоль оси, относительно которой долины расположены симметрично. Установлено, что при других направлениях $\mathbf{q}$ ширина спектра рассеяния зависит от междолинного времени релаксации. Конкретный вид дифференциального сечения рассеяния на флуктуациях спиновой плотности установлен для некоторых, выделенных симметрией, направлений $\mathbf{q}$. Полученные формулы, предложенные геометрии экспериментов представляют интерес в связи с исследованиями возбуждений свободных носителей в сверхрешетках и на поверхностях раздела сред на основе n-Ge [5], а также любых подобных возбуждений, связанных с флуктуациями спиновой плотности. Развитая теория позволила дать объяснение немонотонному поведению ширины спектра рассеяния флуктуациями спиновой плотности в n-InP, зарегистрированному в [8].

1. Релаксация флуктуаций спиновой плотности в многодолинных полупроводниках

Рассеяние света на флуктуациях спиновой плотности определяется антисимметричной частью оператора диэлектрической восприимчивости $\delta\chi_{ij}$ вида [9]

$$\delta\chi_{ij} = i\delta_{ijk} \frac{e^2}{m\omega_I^2} S(\omega_I, \Delta) \sum_\alpha \nu_k^\alpha (\delta n_\uparrow^\alpha - \delta n_\downarrow^\alpha). \tag{1}$$

Здесь δ_{ijk} — единичный антисимметричный тензор, ω_I — частота падающего света, ν_α — орт оси долины α, $\delta n_\uparrow^\alpha$ — флуктуация концентрации электронов в долине α с определенным спином,

$$S(\omega_I, \Delta_1) = \frac{2P^2}{m} \hbar\omega_I \left\{ \frac{1}{E_1^2 - (\hbar\omega_I)^2 + 2iE_1\Gamma} - \right.$$
$$\left. - \frac{1}{(E_1 + \Delta_1)^2 - (\hbar\omega_I)^2 + 2i(E_1 + \Delta_1)\Gamma} \right\}, \tag{2}$$

где E_1 — прямая ширина запрещенной зоны многодолинного полупроводника, Δ_1 — соответствующая энергия спин-орбитального расщепления его валентной зоны. Дифференциальное сечение КРС пропорционально спектральному коррелятору восприимчивости $\delta\chi_{ij}$ из (1), скалярно умноженному на векторы поляризации $\mathbf{e}_I$ и $\mathbf{e}_S$ падающего и рассеянного света [10]

$$\frac{d^2\Sigma}{d\omega d\Omega} = F(\omega) \sum_{\alpha, \beta} R_\alpha \left\langle (\delta n_\uparrow^\alpha - \delta n_\downarrow^\alpha)(\delta n_\uparrow^\beta - \delta n_\downarrow^\beta) \right\rangle_{\mathbf{q}, \omega} R_\beta. \tag{3}$$

Здесь

$$\omega = \omega_I - \omega_S, \quad R_\alpha = (\mathbf{e}_I \times \mathbf{e}_S)\nu_\alpha,$$
$$F(\omega) = \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \frac{\hbar\omega}{4\pi} \frac{1}{1 - e^{-\hbar\omega/T}} S^2(\omega_I, \Delta_1), \tag{4}$$

T — температура в энергетических единицах. Ранее было установлено [5-7], что спектр рассеяния света электронами многодолинного полупроводника следует описывать в гидродинамическом приближении. При этом относительная флуктуация заселенностей долины α, равная $\delta n_\uparrow^\alpha - \delta n_\downarrow^\alpha$, удовлетворяет системе уравнений непрерывности и диффузии

$$\frac{\partial(\delta n_\uparrow^\alpha - \delta n_\downarrow^\alpha)}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j}_\alpha = \sum_\beta I_{\alpha\beta} (\delta n_\uparrow^\beta - \delta n_\downarrow^\beta), \tag{5}$$

$$j_{i\alpha} = -D_{ik}^\alpha \operatorname{grad}_k (\delta n_\uparrow^\alpha - \delta n_\downarrow^\alpha). \tag{6}$$

Здесь $I_{\alpha\beta}$ — матрица междолинных переходов, явный вид которой для n-Ge приведен, например, в [7]; D_{ik}^α — тензор коэффициентов диффузии электронов долины α; $\mathbf{j}_\alpha$ — плотность спинового потока для электронов. В (6) нет вклада от тока проводимости, вызванного самосогласованным электрическим полем [11], поскольку такие вклады оказываются одинаковыми для электронов с противоположными спинами и потому сокращаются. В уравнении непрерывности (5) также не учитывается убыль величины $\delta n_\uparrow^\alpha - \delta n_\downarrow^\alpha$, связанная со спиновой релаксацией, поскольку для немагнитных примесей соответствующее время релаксации τ_s удовлетворяет неравенству $\omega\tau_s \gg 1$. В [12] показано, что определяющий сечение рассеяния разновременной коррелятор, составленный из $\delta n_\uparrow^\alpha - \delta n_\downarrow^\alpha$, удовлетворяет тем же уравнениям (5), (6), что и сама флуктуирующая величина, причем начальным условием к этим уравнениям служит значение одновременного коррелятора

$$\left\langle (\delta n_\uparrow^\alpha - \delta n_\downarrow^\alpha)(\delta n_\uparrow^\beta - \delta n_\downarrow^\beta) \right\rangle_{\mathbf{q} \to 0} = T \frac{dn_\alpha}{d\zeta} \delta_{\alpha\beta}, \tag{7}$$

где ζ — химический потенциал электронов. Проводя в (5), (6) одностороннее преобразование Фурье по времени с учетом (7) и полное по координатам, получим

$$\frac{d^2\Sigma}{d\omega d\Omega}=\frac{2}{S}F(\omega)\frac{dn}{d\zeta}\,\mathrm{Re}\left\{\sum_\alpha\frac{R_\alpha^2}{-i\omega+\mathbf{q}^2D_\alpha+S/\tau}+\frac{\left(\sum_\alpha\frac{R_\alpha}{-i\omega+\mathbf{q}^2D_\alpha+S/\tau}\right)^2}{\tau-\sum_\alpha\frac{1}{-i\omega+\mathbf{q}^2D_\alpha+S/\tau}}\right\}. \quad (8)$$

Здесь $\mathbf{q}^2D_\alpha=q_iD^\alpha_{ik}q_k$; τ — междолинное время релаксации; S — число долин. Из (8) видно, что спектр рассеяния зависит от τ, причем зависимость эта в отличие от случая КРС междолинными флуктуациями не сводится просто к смещению диффузионного полюса в комплексную плоскость на величину S/τ независимо от поляризаций $\mathbf{e}_I$ и $\mathbf{e}_S$. Следовательно, путем изменения поляризации и направления распространения не только падающего, но и рассеянного света легко получить возможность измерять различные времена релаксации многодолинного полупроводника.

2. Избранные геометрии экспериментов по рассеянию света флуктуациями спиновой плотности

Эксперименты по КРС электронами многодолинных полупроводников [5, 13] ставятся на монокристаллах, вырезанных вдоль осей симметрии. Поскольку при КРС флуктуациями спиновой плотности существенна пространственная дисперсия [3], то сечение КРС в многодолинных полупроводниках зависит от того, какие поверхности используются. При этом поляризационная зависимость сечения КРС строится методом инвариантов с использованием группы волнового вектора $\mathbf{q}$ [14]. Сечение определяется суммой независимых инвариантов этой группы, составленных из компонент аксиального вектора $\mathbf{e}_I\times\mathbf{e}_S$

$$\frac{d^2\Sigma}{d\omega d\Omega}=\sum_i(\mathbf{e}_I\times\mathbf{e}_S)_i^2\,a_i(\omega,\mathbf{q}). \quad (9)$$

Здесь индекс i нумерует декартовы оси координат, одна из которых параллельна $\mathbf{q}$ и соответствует различным неприводимым представлениям, на которые распадается приводимое, образуемое вектором $\mathbf{e}_I\times\mathbf{e}_S$. Для нахождения неприводимых компонент рамановского тензора $a_i(\omega,\mathbf{q})$ как функций частоты естественно воспользоваться (8). В n-Ge при $\mathbf{q}/q\equiv\mathbf{q}^0=(001)$ все коэффициенты R_α одинаковы, поэтому междолинное время ре-

Неприводимые представления группы волнового вектора $\mathbf{q}^0=\frac{1}{\sqrt{2}}(1\bar{1}0)$ $G_q=D_2$ и соответствующие им базисные функции, геометрии независимых опытов по КРС в n-Ge и определяемые в них параметры

Неприводимое представление	Базисная функция	Геометрия рассеяния	Полуширина лоренциана
B_1	$(\mathbf{e}_I\times\mathbf{e}_S)_\parallel$	$X'(\xi\zeta)\bar{X}'$ *	$\Gamma=q^2\frac{2D_\parallel+D_\perp}{3}+\frac{S}{\tau}$
B_2	$(\mathbf{e}_I\times\mathbf{e}_S)_{\perp 1}$	$X(YZ)Y-\frac{3}{8}X'(\xi\zeta)\bar{X}'$	$\Gamma=q^2D_\perp+\frac{S}{\tau}$
B_3	$(\mathbf{e}_I\times\mathbf{e}_S)_{\perp 2}$	$X(YX)Y$	$\Gamma_{1,2}=q^2\mathrm{Sp}D+\frac{S}{2\tau}\pm\pm\sqrt{q^4\left(\frac{D_\perp-D_\parallel}{3}\right)^2+\left(\frac{S}{2\tau}\right)^2}$

* Поставленные в [13] опыты. Обозначения геометрий рассеяния см., например, в [15]. Орты декартовых осей названы стандартным образом в соответствии, например, с [11].

лаксации выпадает из дифференциального сечения КРС. Поэтому все a_i оказываются одинаковыми и справедлива формула (1) из [6]. Однако при других направлениях $\mathbf{q}$ спектр КРС зависит от междолинного времени релаксации; полуширины Γ_i лоренцианов, определяемых функциями a_i, оказываются различными. В качестве примера в таблице приведены результаты для Γ_i при одном из выделенных симметрией направлений $\mathbf{q}$. Видно, что при определенной постановке экспериментов удается измерить не только продольный $D_\parallel$ и поперечный $D_\perp$ коэффициенты диффузии одной долины, но и междолинное время релаксации. Специфика спинового механизма КРС состоит в том, что некоторые из функций a_i не являются одиночными лоренцианами, как при междолинном механизме КРС, а представляются суперпозицией двух-трех лоренцианов. Например, при рассеянии назад от поверхности $(1/\sqrt{3})\ \langle 111\rangle$, имеем

$$\frac{d^2\Sigma}{d\omega d\Omega}=\frac{8}{27}(\mathbf{e}_I\times\mathbf{e}_S)^2\frac{F(\omega)}{S}\frac{dn}{d\zeta}\left\{2\frac{q^2D_1+S/\tau}{\omega^2+(q^2D_1+S/\tau)^2}+\right.$$
$$\left.+\operatorname{Re}\frac{-7i\omega+q^2(6D_\perp+D_\parallel+3S/\tau}{(-i\omega+q^2D_\parallel)(-i\omega+q^2D_1)+\frac{S}{\tau}(-i\omega+q^2\operatorname{Sp}\mathbf{D})}\right\},\qquad(10)$$

где $D_1=(8D_\perp+D_\parallel)/9$. Интересно также, что спектр КРС при 90° геометрии $X\ (YX)\ Y$ есть

$$\frac{d^2\Sigma}{d\omega d\Omega}=\frac{8}{3}(\mathbf{e}_I\times\mathbf{e}_S)^2\frac{F(\omega)}{S}\frac{dn}{d\zeta}\times$$
$$\times\operatorname{Re}\frac{-i\omega+q^2\operatorname{Sp}\mathbf{D}+S/\tau}{(-i\omega+q^2D_\perp)(-i\omega+q^2D_2)+\frac{S}{\tau}(-i\omega+q^2\operatorname{Sp}\mathbf{D})},\qquad(11)$$

где $D_2=(2D_\parallel+D_\perp)/3$, отличается от аналогичного спектра в близкой геометрии $(X\ (YZ)\ Y$ (см. таблицу).

Таким образом, представляется доказанным, что спектр КРС флуктуациями спиновой плотности зависит от междолинного (импульсного, а не спинового!) времени релаксации. Данный результат представляет интерес не только для многодолинных полупроводников, но и для других материалов, имеющих спиновые возбуждения, и означает резкое увеличение затухания последних.

3. Электронное КРС в n-InP

В качестве приложения результатов статьи рассмотрим КРС флуктуациями спиновой плотности в полупроводниках A_3B_5. Известно [15], что именно это рассеяние доминирует в скрещенной поляризации в материалах такого типа. В экспериментах на n-InP [8], проведенных именно в скрещенной геометрии, наблюдалось концентрационное сужение полуширины Γ до $\Gamma_{\min}=25\pm5$ см$^{-1}$ при $n=10^{17}$ см$^{-3}$, а затем наблюдался рост Γ почти в четыре раза до $\Gamma_{\max}=100\pm5$ см$^{-1}$ при увеличении n до $n_{\max}=10^{19}$ см$^{-3}$. Такое большое значение Γ уже не укладывается в рамки чисто диффузионного механизма уширения спектра КРС [16]. Мы покажем, что описанное немонотонное поведение Γ может быть связано со спин-орбитальным расщеплением зоны проводимости n-InP. Рассматриваемое рассеяние описывается антисимметричной частью оператора $\delta\chi_{ik}$ вида [9]

$$\delta\hat{\chi}_{ik}(\mathbf{r},\ t)=\frac{e^2}{m\omega_I^2}S(\omega_I,\ \Delta)\,\delta_{ikj}\hat{\sigma}_j(\mathbf{r},\ t).\qquad(12)$$

Здесь $\hat{\sigma}(\mathbf{r},\ t)$ — оператор спиновой плотности в представлении Гейзенберга; функция $S(\omega_I,\Delta)$ с точностью до множителя 3 дается формулой (2), в которой величины E и Δ означают ширину запрещенной зоны и энергию спин-орбитального расщепления в точке Γ зоны Бриллюэна. Из (12) видно, что тензор диэлектрической восприимчивости состоит из продольного $\delta\chi_{\parallel}$ и поперечных $\delta\hat{\gamma}_{\perp}$ спину элементов $\delta\hat{\gamma}=\delta\chi_{\parallel}+\delta\hat{\chi}_{\perp}$, которые описывают процессы КРС на флуктуациях спиновой плотности и с переворотом спина соответственно. В отсутствие спиновых расщеплений оба процесса эквивалентны, поэтому за счет произвола в выборе оси квантования спина оказывается возможным обратить в нуль любую из частей $\delta\chi$ [5].

Спин-орбитальное расщепление зоны проводимости становится существенным при высоких концентрациях n, когда вследствие вырождения статистики в рассеянии участвуют только электроны, расположенные достаточно высоко (на уровне $\varepsilon_F \pm T$) от дна зоны проводимости. Поскольку соответствующий гамильтониан спин-орбитального взаимодействия пропорционален кубу импульса электрона, а следовательно, энергия — первой степени концентрации, то при $n=10^{19}$ см$^{-3}$ возможен случай $\Delta_{CF} \gg \Gamma$, где Δ_{CF} — энергия спин-орбитального расщепления зоны проводимости на уровне Ферми. В этом случае процессы КРС, описываемые продольной и поперечной частью $\delta\hat{\chi}$, являются статистически независимыми. Различие в сечении этих процессов связано с неодинаковой степенью их резонансного усиления. В условиях экспериментов [8], проводившихся с использованием NdYAG лазера (длина волны $\lambda_l=1064$ нм), наиболее значительно усиливался процесс, идущий посредством подзоны тяжелых дырок, т. е. КРС флуктуациями спиновой плотности. Соответствующая продольная часть $\delta\chi_{\parallel}$ дается формулой (1), в которой орт $\mathbf{\nu}=\mathbf{\nu}(\mathbf{p})$ следует теперь понимать как ось квантования спина

$$\nu_x = \frac{p_x (p_y^2 - p_z^2)}{p^2}.$$

Следовательно, имеем

$$\frac{d^2\Sigma}{d\omega d\Omega} = F'(\omega) \int \frac{d^3p d^3p'}{(2\pi\hbar)^6} R_{\mathbf{p}} \langle (\delta f_{\uparrow\mathbf{p}} - \delta f_{\downarrow\mathbf{p}})(\delta f_{\uparrow\mathbf{p}'} - \delta f_{\downarrow\mathbf{p}'}) \rangle_{\mathbf{q}\omega} R_{\mathbf{p}'}. \tag{13}$$

Здесь $R_{\mathbf{p}}=(\mathbf{e}_I \times \mathbf{e}_S)\,\mathbf{\nu}(\mathbf{p})$, $\delta f_{\uparrow\mathbf{p}}$ — флуктуация функции распределения электронов с определенным спином, функция $F'(\omega)$ дается формулой (4) с $S(\omega_I, \Delta)$ из (12). Из (13) видно, что в рассматриваемом случае рассеяние происходит на флуктуациях относительной заселенности состояний с определенным импульсом $\mathbf{p}$ и противоположным спином. Эта величина ралаксирует в соответствии с кинетическим уравнением, в котором в гидродинамическом приближении $ql \ll 1$ следует опустить неоднородный член $\mathbf{q}^{\mathbf{p}}_m$. Здесь l — длина свободного пробега по отношению к внутридолинным столкновениям. Решение кинетического уравнения с начальным условием типа (7), в котором концентрацию n следует заменить на равновесную фермиевскую функцию распределения f_0, удобно искать в виде разложения по сферическим гармоникам [12]

$$\delta f_{\mathbf{p}} = \sum_{n=0}^{\infty} f_n(|p|)\, Y_n(\theta, \varphi),$$

где θ и φ — сферические координаты вектора $\mathbf{p}$. При отсутствии в кинетическом уравнении полевого члена гармоники функции распределения $f_n(p)$ релаксируют независимо, причем каждая — со своим временем релаксации. Поскольку компоненты вектора $\mathbf{\nu}(p)$ линейно выражаются через компоненты третьей сферической гармоники, то в ответ входит только соответствующее время релаксации τ_{p_3}

$$\frac{d^2\Sigma}{d\omega d\Omega} = F'(\omega)(\mathbf{e}_I \times \mathbf{e}_S)^2 \int \frac{2d^3p}{(2\pi\hbar)^3} \frac{\partial f_0}{\partial \zeta} \frac{\tau_{p_3}}{1+(\omega\tau_{p_3})^2}. \tag{14}$$

Здесь предполагается, что время релаксации третьей сферической гармоники $\tau_{p_3} \ll \tau_\varepsilon$ — времени энергетической релаксации. Аналитическое выражение для τ_{p_3} может быть получено тем же способом, которым в [17] было вычислено время релаксации анизотропии (второй сферической гармоники τ_{p_2}). Как и любое импульсное время релаксации, τ_{p_3} убывает с ростом числа электронов и примесей; $\Gamma=1/\tau_{p_3}$, наоборот, растет в соответствии с экспериментом [8].

Выражаемый формулой (14) релаксационный механизм уширения спектра КРС на флуктуациях спиновой плотности должен заменить диффузионный, когда диффузионная ширина сравнивается с характерной величиной спин-орбитального расщепления зоны проводимости на уровне Ферми Δ_{CF}. Приравнивая $\Delta_{CF}\sim q^2D=25$ см$^{-1}$ минимальной величине Γ, зафиксированной в [8], получаем $\Delta_{CF}=3$ мэВ. Заметим, что теоретическая оценка на основании гамильтониана спин-орбитального взаимодействия из [18] с параметром $\gamma_c=100$ эВ$\cdot$А^3 дает при $n=10^{19}$ см$^{-3}$ значение $\Delta_{CF}=10$ мэВ, что вполне удовлетворительно.

Резюмируя, можно сказать, что спин-орбитальное расщепление оказывает на рассеяние флуктуациями спиновой плотности маскирующее влияние, приводя к смене специфического режима спиновой диффузии на более стандартный релаксационный. В [6] для идентификации КРС флуктуациями спиновой плотности использовалась Γ_{12}-геометрия рассеяния. В [13] для выделения междолинного механизма КРС в n-Ge использовалась одноосная деформация образца вдоль $\zeta=\langle 111\rangle/\sqrt{3}$, при которой происходило тушение спектра из-за того, что все носители оказывались в синглетной долине, вытянутой вдоль $\langle 111\rangle$. Однако такая процедура в действительности не позволяет доказать отсутствие КРС флуктуациями спиновой плотности. Дело в том, что авторы [13] не учли, что вклад долины $\langle 111\rangle$ при рассеянии назад от поверхности $\langle 1\bar{1}0\rangle$ при КРС флуктуациями спиновой плотности равен нулю. Простой способ избавиться от КРС флуктуациями спиновой плотности состоит в применении скалярной геометрии — X' $(\zeta\zeta)$ $\bar{X}'$. Этого в [13] почему-то сделано не было. Между тем сечение рассеяния в [13] выглядит более резонансным, чем можно было бы ожидать для междолинного механизма в соответствии со стандартным множителем $[E_g-\hbar\omega_I]^{-1}$. Это заставляет усомниться в провозглашенном в [13] первом наблюдении КРС междолинными флуктуациями в n-Ge. Заметим, что в геометрии X' $(\xi X')$ ξ вклад КРС флуктуациями спиновой плотности сохраняется при деформации вдоль $\zeta=\langle 111\rangle$.

Список литературы

[1] Mooradian A. // Phys. Rev. Lett. 1968. V. 20. N 20. P. 1102—1104.
[2] Brueck S. R. J., Mooradian R. Blum F. A. // Phys. Rev. B. 1973. V. 7. N 9. P. 5253—5261.
[3] Байрамов Б. Х., Войтенко В. А., Ипатова И. П., Субашиев А. В., Топоров В. В., Яне Э. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 3. С. 754—761.
[4] de Castro A. R. B., Turtelli R. S. // Sol. St. Commun. 1983. V. 47. N 6. P. 475—478.
[5] Абстрейтер Г., Кардона М., Пинчук А. Рассеяние света в твердых телах. Т. 4. М., 1986. С. 12—182.
[6] Mestres N., Cardona M. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. N 10. P. 1132—1136.
[7] Ipatova I. P., Subashikv A. V., Voitenko V. A. // Sol. St. Commun. 1981. V. 37. N 11. P. 893—895.
[8] Bairamov B. H., Voitenko V. A., Ipatova I. P., Toporov V. V. // Recent Trends in Raman Spectroscopy. Singapore, World Scientific, 1988. P. 386—398.
[9] Войтенко В. А., Ипатова И. П., Субашиев А. В. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1984. Т. 48. № 4. Р. 749—756.
[10] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1982. 620 с.
[11] Войтенко В. А. // ФТП. 1987. Т. 21. № 12. С. 2183—2189.
[12] Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. М., 1979. 527 с.
[13] Contreras G., Sood A. K., Cardona M. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. N 2. P. 930—933.
[14] Войтенко В. А. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 4. С. 1002—1009.
[15] Клейн М. В. Рассеяние света в твердых телах. М., 1979. С. 174—238.
[16] Ипатова И. П., Байрамов Б. Х. // Тез. докл. XII Всес. конф. по физике полупроводников. Киев, 1990. С. 3—4.
[17] Войтенко В. А. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 10. С. 3091—3099.
[18] Пикус Г. Е., Марущак В. А., Титков А. Н. // ФТП. 1988. Т. 22. № 2. С. 185—192.

Ленинградский государственный
технический университет

Поступило в Редакцию
11 апреля 1991 г.
В окончательной редакции
11 июня 1991 г.