

# КОМБИНИРОВАННЫЕ ПЕРЕХОДЫ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В НЕСИММЕТРИЧНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

Ф. Т. Васько\*, А. В. Коровин\*\*

*Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины  
03028, Киев, Украина*

Поступила в редакцию 6 июня 2002 г.

Рассмотрено поглощение при переходах электронов между расщепленными по спину состояниями в несимметричных квантовых ямах, возбуждаемых поляризованным в плоскости электрическим полем. Показано, что с ростом концентрации двумерных электронов относительный вклад обменной перенормировки переходов с переворотом спина уменьшается. Рассчитана форма пика поглощения при резонансных переходах для случая, когда уширение определяется рассеянием на статических дефектах. Учтено влияние кулоновского взаимодействия на форму пика и описано подавление комбинированного поглощения с ростом температуры.

PACS: 78.67.De, 73.21.Cd

## 1. ВВЕДЕНИЕ

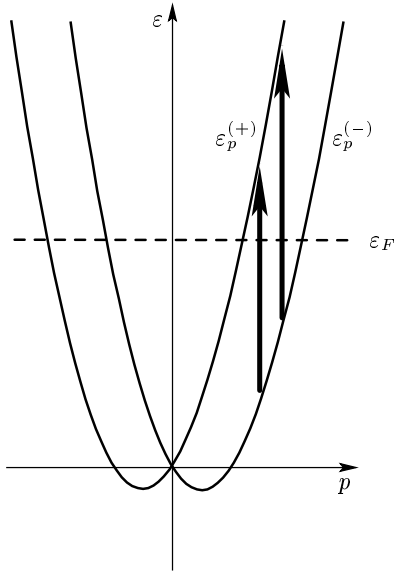
Резонансные межподзонные переходы в квантовых ямах эффективно возбуждаются перпендикулярной  $2D$ -слою компонентой электрического поля, тогда как поляризованная в  $2D$ -плоскости компонента в квантовых ямах  $n$ -типа поглощается слабо (см. разд. 8.2 в [1]). Это обусловлено правилами отбора дипольного приближения для простой модели с изотропным параболическим законом дисперсии. Такие правила отбора нарушаются в квантовых ямах на основе полупроводников с эллипсоидальным энергетическим спектром [2] или при учете изменения эффективной массы вдоль оси роста структуры [3]. Кроме того, поглощение поляризованного в  $2D$ -плоскости излучения имеет место в несимметричных гетероструктурах со снятым спиновым вырождением энергетического спектра, где переходы с переворотом спина под действием планарного электрического поля (комбинированные переходы, [4]) оказываются разрешенными. Такой механизм обсуждался двадцать лет назад при исследовании инверсионных слоев узкощелевых материалов [5]. Проводившееся в последние годы актив-

ное изучение узкощелевых квантовых ям на основе  $\text{InAs}$  с заметным спиновым расщеплением энергетического спектра [6–8] стимулирует рассмотрение поглощения далекого ИК-излучения за счет комбинированных переходов  $2D$ -электронов в таких структурах. Этот процесс и взаимодействие комбинированных переходов с  $2D$ -плазмонами, приводящее к спин-плазмонным колебаниям, рассматривались недавно [9] в рамках приближения самосогласованного поля.

В настоящей работе проведен расчет линейного отклика на поляризованное в  $2D$ -плоскости субмиллиметровое излучение при комбинированных переходах  $2D$ -электронов в несимметричных квантовых ямах (схема переходов приведена на рис. 1) с учетом обменной перенормировки таких переходов. Особенности влияния электрон-электронного взаимодействия на форму пика поглощения связаны с тем, что деполяризационный сдвиг является несущественным (так как самосогласованное поле обращается в нуль из-за трансляционной инвариантности системы в  $2D$ -плоскости), но обменный вклад сдвигает линию, понижая энергию переходов, а также заметно изменяя форму пика поглощения. Влияние столкновений на форму пика обсуждается для модели рассеяния на статических дефектах, а температурная зависимость отклика возникает даже для сильно вырожденных электронов, когда температу-

\*E-mail: ftvasko@yahoo.com

\*\*E-mail: avkorovin@rambler.ru,  
korovin@lab2.semicond.kiev.ua



**Рис. 1.** Схема переходов с переворотом спина, возбуждаемых параллельным  $2D$ -слою электрическим полем с частотой  $\omega$ . Стрелки соответствуют переходам между ветвями с законами дисперсии  $\varepsilon_p^{(\pm)} \equiv \varepsilon_p \pm v_s p$

ра сравнима с энергией спинового расщепления.

Ниже, в разд. 2, анализируется линейризованное квантовое кинетическое уравнение для зависящей от спина высокочастотной добавки к матрице плотности, учитывающее обменные вклады. Форма пика поглощения и его сдвиг за счет обменной перенормировки рассмотрены в разд. 3. Заключительные замечания и обсуждение приближений приведены в разд. 4.

## 2. ЛИНЕЙНЫЙ ОТКЛИК

Рассмотрим линейный отклик электронов несимметричной квантовой ямы на поляризованное в  $2D$ -плоскости электрическое поле частоты  $\omega$ , описываемое фурье-компонентой  $\mathbf{E} \exp(-i\omega t)$ . Электронные состояния в зоне проводимости определяются зависящим от спиновой переменной матричным гамильтонианом (см. [1])

$$\frac{\pi^2}{2m} + \hat{\sigma} \cdot [\mathbf{v}_s \times \boldsymbol{\pi}], \quad (1)$$

где  $m$  — эффективная масса,  $\boldsymbol{\pi} = \mathbf{p} + [i(e/\omega)\mathbf{E}e^{-i\omega t} + \text{с.с.}]$  — продольный кинематический импульс,  $\hat{\sigma}$  — матрицы Паули,  $\mathbf{v}_s$  — характерная спиновая скорость, определяющая эффективность спин-орбитального расщепления спектра и направленная

вдоль оси  $z$ . Пренебрегая несимметрией гетерограниц, можно оценить  $v_s$  как  $|e|F_{\perp}/(4m\varepsilon_g)$ , где  $\varepsilon_g$  — эффективная ширина запрещенной зоны квантовой ямы в однородном электрическом поле  $F_{\perp}$ ; такая оценка, обсуждение вклада несимметричных гетерограниц, а также ссылки приведены в [10]. Линейризация выражения (1) по слабому полю дает пропорциональную  $e^{-i\omega t}$  фурье-компоненту оператора возмущения

$$i \frac{e}{m\omega} (\mathbf{p} \cdot \mathbf{E}) + i \frac{e}{\omega} \hat{\sigma} \cdot [\mathbf{v}_s \times \mathbf{E}]. \quad (2)$$

Здесь возникает оператор скорости  $\mathbf{v} + [\hat{\sigma} \times \mathbf{v}_s]$ , который наряду с обычным слагаемым  $\mathbf{v} = \mathbf{p}/m$  содержит зависящий от спина вклад. Индуцированная плотность тока определяется выражением

$$\mathbf{J}_{\omega} = i \frac{e^2 n_{2D}}{m\omega} \mathbf{E} + \frac{e}{L^2} \text{Sp}(\mathbf{v} + [\hat{\sigma} \times \mathbf{v}_s]) \hat{\delta}\rho, \quad (3)$$

в котором  $n_{2D}$  — поверхностная концентрация электронов,  $L^2$  — нормировочная площадь, а  $\text{Sp}$  включает усреднение по  $2D$ -импульсу и суммирование по спину.

Входящая в формулу (3) добавка к оператору одноэлектронной матрицы плотности  $\hat{\delta}\rho$  определяется пропорциональной  $e^{-i\omega t}$  фурье-компонентой линейризованного кинетического уравнения, учитывающей кулоновские вклады порядка  $e^2$  в приближении Хартри–Фока. Операторная форма такого уравнения дается формулами (3)–(5) из [11]. Ограничиваясь рассмотрением переходов с переворотом спина для электронов, заполняющих только основное состояние, вычисляем  $\mathbf{J}_{\omega}$  по формуле

$$\mathbf{J}_{\omega} = i \frac{e^2 n_{2D}}{m\omega} \mathbf{E} + \frac{e}{L^2} \sum_{\mathbf{p}} \text{tr}_{\sigma}(\mathbf{v} + [\hat{\sigma} \times \mathbf{v}_s]) \hat{\delta}f_{\mathbf{p}}, \quad (4)$$

где  $\text{tr}_{\sigma}$  означает след по спиновой переменной, а пропорциональная  $e^{-i\omega t}$  добавка к матрице плотности  $\hat{\delta}f_{\mathbf{p}}$  зависит от  $2D$ -импульса и спиновой переменной (т. е. является матрицей  $2 \times 2$ ). Используя результаты [11], для  $\hat{\delta}f_{\mathbf{p}}$  получаем уравнение

$$-i\omega \hat{\delta}f_{\mathbf{p}} + \frac{i}{\hbar} [\hat{h}_{\mathbf{p}}, \hat{\delta}f_{\mathbf{p}}] + \frac{i}{\hbar} [\hat{\delta}h_{\mathbf{p}}, \hat{f}_{\mathbf{p}}] = \hat{I}_{sc}(\hat{\delta}f|\mathbf{p}), \quad (5)$$

в котором  $(2 \times 2)$ -матрица  $\hat{f}_{\mathbf{p}}$  описывает равновесное распределение, а  $\hat{I}_{sc}(\hat{\delta}f|\mathbf{p})$  — линейризованный интеграл столкновений. Для случая рассеяния на стати-

ческих дефектах правая часть формулы (5) имеет вид (см. [12])

$$\hat{I}_{sc}(\widehat{\delta f}|\mathbf{p}) = \frac{1}{\hbar^2} \int_{-\infty}^0 d\tau e^{(\lambda-i\omega)\tau} \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^2} w_{|\mathbf{p}-\mathbf{p}_1|/\hbar} \times \\ \times \left\{ \hat{S}_{\mathbf{p}\tau}^\dagger (\widehat{\delta f}_{\mathbf{p}_1} - \widehat{\delta f}_{\mathbf{p}}) \hat{S}_{\mathbf{p}_1\tau} - \hat{S}_{\mathbf{p}_1\tau}^\dagger (\widehat{\delta f}_{\mathbf{p}} - \widehat{\delta f}_{\mathbf{p}_1}) \hat{S}_{\mathbf{p}\tau} \right\}, \quad (6)$$

причем  $\hat{S}_{\mathbf{p}\tau} \equiv \exp[-i\hat{h}_{\mathbf{p}}\tau/\hbar]$  — оператор эволюции электрона. Ниже также используем гауссовский коррелятор

$$w_{\Delta p} = w \exp[-(\Delta p l_c / \hbar)^2 / 2]$$

с корреляционной длиной  $l_c$ , определяющей характерный масштаб неоднородностей, и величиной  $w$ , определяющей интенсивность рассеяния.

Стационарный гамильтониан  $\hat{h}_{\mathbf{p}}$ , описывающий движение в  $2D$ -плоскости и учитывающий спин-орбитальный вклад и обменную перенормировку спектра (для трансляционно-инвариантной системы самосогласованный потенциал вдоль  $2D$ -плоскости отсутствует), имеет вид

$$\hat{h}_{\mathbf{p}} = \varepsilon_p + (\hat{\sigma} \cdot [\mathbf{v}_s \times \mathbf{p}]) - \\ - \sum_{\mathbf{Q}} v_Q \left| \int dz \varphi_z^2 e^{-iq_{\perp}z} \right|^2 \hat{f}_{\mathbf{p}+\hbar\mathbf{q}}. \quad (7)$$

Здесь  $\varepsilon_p \equiv p^2/(2m)$  и за начало отсчета энергии принята энергия основного состояния в квантовой яме в отсутствие спинового расщепления, описываемого волновой функцией  $\varphi_z$ , а суммирование проводится по всем волновым  $3D$ -векторам  $\mathbf{Q} = \{\mathbf{q}, q_{\perp}\}$ . В формуле (7) также введен кулоновский матричный элемент  $v_Q \equiv 4\pi e^2/(\epsilon Q^2 L^3)$  с однородной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$ . Аналогичным образом, добавив к оператору (2) обменный вклад, получаем зависящую от  $2D$ -импульса  $(2 \times 2)$ -матрицу возмущения:

$$\widehat{\delta h}_{\mathbf{p}} = i \frac{e}{\omega} (\mathbf{v} + [\hat{\sigma} \times \mathbf{v}_s]) \cdot \mathbf{E} - \\ - \sum_{\mathbf{Q}} v_Q \left| \int dz \varphi_z^2 e^{-iq_{\perp}z} \right|^2 \widehat{\delta f}_{\mathbf{p}+\hbar\mathbf{q}}. \quad (8)$$

Поскольку вклад от  $i e(\mathbf{v} \cdot \mathbf{E})/\omega$  выпадает из коммутаторов в кинетическом уравнении (5), рассматриваемые переходы идут с переворотом спина. С учетом равенств  $\text{tr}_{\sigma}[\hat{h}_{\mathbf{p}}, \widehat{\delta f}_{\mathbf{p}}] = 0$  и  $\text{tr}_{\sigma}[\widehat{\delta h}_{\mathbf{p}}, \hat{f}_{\mathbf{p}}] = 0$  из уравнения (5) получаем, что  $\text{tr}_{\sigma} \widehat{\delta f}_{\mathbf{p}} = 0$ , так что скалярная часть добавки к матрице плотности обращается

в нуль. Равновесная матрица плотности  $\hat{f}_{\mathbf{p}}$  в равенстве (5) переписывается в форме

$$\hat{f}_{\mathbf{p}} = f_F(\varepsilon_F - \varepsilon_p - (\hat{\sigma} \cdot [\mathbf{v}_s \times \mathbf{p}])) = \\ = f_p^{(+)} + \frac{(\hat{\sigma} \cdot [\mathbf{v}_s \times \mathbf{p}])}{v_s p} f_p^{(-)}, \quad (9)$$

где  $\varepsilon_F$  — энергия Ферми,  $f_F(E)$  — фермиевская функция распределения с температурой  $T$  и введены обозначения

$$f_p^{(\pm)} \equiv [f_F(\varepsilon_F - \varepsilon_p - v_s p) \pm f_F(\varepsilon_F - \varepsilon_p + v_s p)]/2.$$

Заметим, что  $f_p^{(+)}$  выпадает из коммутаторов в уравнении (5) и в комбинированное поглощение дают вклад лишь электроны, близкие к поверхности Ферми (если  $T = 0$ , то  $f_p^{(-)}$  заменяется на  $-1$  на интервале  $\varepsilon_p - v_s p < \varepsilon_F < \varepsilon_p + v_s p$  и обращается в нуль при других  $p$ ).

Выделяя в  $\widehat{\delta f}_{\mathbf{p}}$  множитель  $f_p^{(-)}$ , введенный уравнением (9), ищем решение (5) в виде  $\widehat{\delta f}_{\mathbf{p}} = (\hat{\sigma} \cdot \mathbf{R}_{\mathbf{p}}) f_p^{(-)}$ , так что для вектора  $\mathbf{R}_{\mathbf{p}}$  из соотношения (5) получается уравнение

$$-i\omega(\hat{\sigma} \cdot \mathbf{R}_{\mathbf{p}}) + \frac{i}{\hbar} [\tilde{h}_{\mathbf{p}}, (\hat{\sigma} \cdot \mathbf{R}_{\mathbf{p}})] + \\ + \frac{i}{\hbar} \left[ \widehat{\delta h}_{\mathbf{p}}, \frac{(\hat{\sigma} \cdot [\mathbf{v}_s \times \mathbf{p}])}{v_s p} \right] = \hat{\sigma} \cdot \hat{I}_{sc}(\mathbf{R}|\mathbf{p}). \quad (10)$$

Зависящие от спина вклады в перенормированный гамильтониан  $2D$ -электронов (7) и оператор возмущения (8), помечаемые ниже тильдами, переписываются в виде

$$\tilde{h}_{\mathbf{p}} = \hat{\sigma} \cdot \left\{ [\mathbf{v}_s \times \mathbf{p}] - \right. \\ \left. - \int \frac{d\mathbf{p}_1}{2\pi m} M_{|\mathbf{p}-\mathbf{p}_1|/\hbar} f_{p_1}^{(-)} \frac{[\mathbf{v}_s \times \mathbf{p}_1]}{v_s p_1} \right\}, \quad (11)$$

$$\widehat{\delta h}_{\mathbf{p}} = \hat{\sigma} \cdot \left\{ i \frac{e}{\omega} [\mathbf{v}_s \times \mathbf{E}] - \right. \\ \left. - \int \frac{d\mathbf{p}_1}{2\pi m} M_{|\mathbf{p}-\mathbf{p}_1|/\hbar} f_{p_1}^{(-)} \mathbf{R}_{\mathbf{p}_1} \right\}. \quad (12)$$

Здесь также введено зависящее от передачи двумерного волнового вектора  $q$  интегральное ядро

$$M_q = \int dz \varphi_z^2 \int dz' \varphi_{z'}^2 \frac{e^{-q|z-z'|}}{q a_B} \approx \frac{1}{q a_B}, \quad (13)$$

при записи которого в общих формулах (7), (8) проведено интегрирование по  $q_{\perp}$  и введен боровский радиус  $a_B = \epsilon \hbar^2 / m e^2$ . Правое равенство в (13) написано для двумерного предельного случая  $q d \ll 1$

( $d$  — ширина квантовой ямы, определяющая максимальное значение  $|z - z'|$ ). Релаксационный вклад в кинетическом уравнении (10) получается из общего выражения (6). Ограничиваясь случаем малого спинового расщепления спектра вблизи энергии Ферми, соответствующего условию  $v_s \ll v_F \equiv \sqrt{2\varepsilon_F/m}$ , используем в выражении (6)

$$\hat{S}_{\mathbf{p}\tau} \approx \exp[-i\varepsilon_{\mathbf{p}}\tau/\hbar],$$

так что в равенстве (10) возникнет интеграл столкновений

$$\begin{aligned} \hat{I}_{sc}(\widehat{\delta f}|\mathbf{p}) &\approx f_p^{(-)} \hat{\sigma} \cdot \frac{2\pi}{\hbar} \times \\ &\times \int \frac{d\mathbf{p}_1}{(2\pi\hbar)^2} w_{|\mathbf{p}-\mathbf{p}_1|/\hbar} \delta(\varepsilon_p - \varepsilon_{p_1})(\mathbf{R}_{\mathbf{p}_1} - \mathbf{R}_{\mathbf{p}}) \equiv \\ &\equiv f_p^{(-)} \hat{\sigma} \cdot \hat{I}_{sc}(\mathbf{R}|\mathbf{p}), \end{aligned} \quad (14)$$

а процессы переворота спина при столкновениях дают малые по параметру  $v_s/v_F$  вклады в (14).

Подставив матрицы (11) и (12) в (10), получаем для  $\mathbf{R}_{\mathbf{p}}$  векторное уравнение

$$\begin{aligned} \omega \mathbf{R}_{\mathbf{p}} - \frac{2i}{\hbar} \left\{ [[\mathbf{v}_s \times \mathbf{p}] \times \mathbf{R}_{\mathbf{p}}] - \right. \\ \left. - \int \frac{d\mathbf{p}_1}{2\pi m} f_{p_1}^{(-)} M_{|\mathbf{p}-\mathbf{p}_1|/\hbar} \times \right. \\ \left. \times \left( \frac{[[\mathbf{v}_s \times \mathbf{p}_1] \times \mathbf{R}_{\mathbf{p}_1}]}{v_s p_1} - \frac{[[\mathbf{v}_s \times \mathbf{p}] \times \mathbf{R}_{\mathbf{p}_1}]}{v_s p} \right) \right\} + \\ + i \hat{I}_{sc}(\mathbf{R}|\mathbf{p}) = \frac{2e}{\hbar\omega} \frac{([\mathbf{v}_s \times \mathbf{p}] \cdot \mathbf{E})}{v_s p} \mathbf{v}_s, \end{aligned} \quad (15)$$

в котором неоднородное слагаемое оказывается перпендикулярным  $2D$ -плоскости. Выделяя планарный,  $\mathbf{r}_{\mathbf{p}}$ , и поперечный,  $r_{\mathbf{p}}^{\perp}$ , вклады в  $\mathbf{R}_{\mathbf{p}}$ , получаем из (15) систему уравнений

$$\begin{aligned} \omega \mathbf{r}_{\mathbf{p}} - \frac{2iv_s}{\hbar} \mathbf{p} r_{\mathbf{p}}^{\perp} + \frac{2i}{\hbar} \int \frac{d\mathbf{p}}{2\pi m} \frac{\hbar}{a_B |\mathbf{p} - \mathbf{p}_1|} \times \\ \times f_{p_1}^{(-)} \left( \frac{\mathbf{p}_1 r_{\mathbf{p}}^{\perp}}{p_1} - \frac{\mathbf{p} r_{\mathbf{p}_1}^{\perp}}{p} \right) = \\ = i \frac{2\pi}{\hbar} \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^2} w_{|\mathbf{p}-\mathbf{p}_1|/\hbar} \delta(\varepsilon_p - \varepsilon_{p_1}) (\mathbf{r}_{\mathbf{p}_1} - \mathbf{r}_{\mathbf{p}}), \\ \omega r_{\mathbf{p}}^{\perp} + \frac{2iv_s}{\hbar} (\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}_{\mathbf{p}}) - \frac{2i}{\hbar} \int \frac{d\mathbf{p}}{2\pi m} \frac{\hbar}{a_B |\mathbf{p} - \mathbf{p}_1|} \times \\ \times f_{p_1}^{(-)} \left( \frac{(\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{r}_{\mathbf{p}})}{p_1} - \frac{(\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}_{\mathbf{p}_1})}{p} \right) = \\ = i \frac{2\pi}{\hbar} \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^2} w_{|\mathbf{p}-\mathbf{p}_1|/\hbar} \times \\ \times \delta(\varepsilon_p - \varepsilon_{p_1}) (r_{\mathbf{p}_1}^{\perp} - r_{\mathbf{p}}^{\perp}) + \frac{2e(\mathbf{p} \cdot [\mathbf{E} \times \mathbf{v}_s])}{p\hbar\omega}, \end{aligned} \quad (16)$$

причем ядро кулоновского вклада (13) записано здесь для двумерного предельного случая.

Индукированный ток (4) выражается через  $\mathbf{r}_{\mathbf{p}}$  с помощью соотношения

$$\mathbf{J}_{\omega} = i \frac{e^2 n_{2D}}{m\omega} \mathbf{E} + 2e \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^2} f_p^{(-)} [\mathbf{v}_s \times \mathbf{r}_{\mathbf{p}}], \quad (17)$$

так что для описания процесса поглощения при переходах с переворотом спина необходимо решение системы интегральных уравнений (16) и вычисление действительного вклада в индуцированный ток (17).

### 3. ФОРМА ПИКА ПОГЛОЩЕНИЯ

Используя переменные энергия-угол  $(\varepsilon, \phi)$  такие, что векторы  $\mathbf{p} = p_{\varepsilon} \mathbf{n}_{\phi}$  с  $p_{\varepsilon} = \sqrt{2m\varepsilon}$  и  $\mathbf{n}_{\phi} = (\cos \phi, \sin \phi)$  определяют ориентацию  $2D$ -импульса, легко проверить, что векторная функция  $\mathbf{r}_{\mathbf{p}}$ , определяемая системой (16), ориентирована вдоль  $2D$ -импульса, т. е.  $\mathbf{r}_{\mathbf{p}} = \mathbf{n}_{\phi} r_{\varepsilon, \phi}^{\parallel}$ . В результате для функций  $r_{\varepsilon, \phi}^{\parallel, \perp}$  получается система уравнений

$$\begin{aligned} \omega r_{\varepsilon, \phi}^{\parallel} - i\omega_{\varepsilon} r_{\varepsilon, \phi}^{\perp} + \frac{2i}{a_B} \int_0^{\infty} d\varepsilon_1 f_{\varepsilon_1}^{(-)} \times \\ \times \int_0^{2\pi} \frac{d\Delta\phi}{2\pi} \frac{r_{\varepsilon, \phi}^{\perp} \cos \Delta\phi - r_{\varepsilon_1, \phi + \Delta\phi}^{\perp}}{\sqrt{p_{\varepsilon}^2 + p_{\varepsilon_1}^2 - 2p_{\varepsilon} p_{\varepsilon_1} \cos \Delta\phi}} = \\ = i\nu \int_0^{2\pi} \frac{d\Delta\phi}{2\pi} w_{\varepsilon, \Delta\phi} (r_{\varepsilon, \phi + \Delta\phi}^{\parallel} \cos \Delta\phi - r_{\varepsilon, \phi}^{\parallel}), \\ \omega r_{\varepsilon, \phi}^{\perp} + i\omega_{\varepsilon} r_{\varepsilon, \phi}^{\parallel} - \frac{2i}{a_B} \int_0^{\infty} d\varepsilon_1 f_{\varepsilon_1}^{(-)} \times \\ \times \int_0^{2\pi} \frac{d\Delta\phi}{2\pi} \frac{(r_{\varepsilon, \phi}^{\parallel} - r_{\varepsilon_1, \phi + \Delta\phi}^{\parallel}) \cos \Delta\phi}{\sqrt{p_{\varepsilon}^2 + p_{\varepsilon_1}^2 - 2p_{\varepsilon} p_{\varepsilon_1} \cos \Delta\phi}} = \\ = i\nu \int_0^{2\pi} \frac{d\Delta\phi}{2\pi} w_{\varepsilon, \Delta\phi} (r_{\varepsilon, \phi + \Delta\phi}^{\parallel} - r_{\varepsilon_1, \phi}^{\parallel}) + \\ + \frac{2eE v_s}{\hbar\omega} \sin \phi, \end{aligned} \quad (18)$$

в которой  $\omega_{\varepsilon} = 2v_s p_{\varepsilon}/\hbar$  — частота комбинированного перехода для электрона с энергией  $\varepsilon$ ,  $\nu = \pi \rho_{2D} w/\hbar$  — частота релаксации в случае ко-

роткодействующего рассеяния, а функция  $w_{\varepsilon, \Delta\phi} = \exp[-(p_\varepsilon l_c / \hbar)^2 (1 - \cos \Delta\phi) / 4]$  учитывает конечность корреляционной длины. Поскольку ядра интегральных слагаемых (18) зависят лишь от  $\cos \Delta\phi$ , угловая зависимость решений (18) определяется значением  $\sin \phi$ :

$$r_{\varepsilon, \phi}^{\parallel, \perp} = \frac{2eEv_s}{\hbar\omega} \chi_\varepsilon^{\parallel, \perp} \sin \phi. \quad (19)$$

Для так введенных функций  $\chi_\varepsilon^{\parallel, \perp}$  получается система интегральных уравнений

$$(\omega + i\nu_\varepsilon^{(2)})\chi_\varepsilon^\parallel - i\omega_\varepsilon\chi_\varepsilon^\perp + \frac{2i}{aBP_\varepsilon} \int_0^\infty d\varepsilon_1 f_{\varepsilon_1}^{(-)} A_1\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon}\right) (\chi_\varepsilon^\perp - \chi_{\varepsilon_1}^\perp) = 0, \quad (20)$$

$$(\omega + i\nu_\varepsilon^{(1)})\chi_\varepsilon^\perp + i\omega_\varepsilon\chi_\varepsilon^\parallel - \frac{2i}{aBP_\varepsilon} \int_0^\infty d\varepsilon_1 f_{\varepsilon_1}^{(-)} \times \\ \times \left[ A_1\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon}\right) \chi_\varepsilon^\parallel - A_2\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon}\right) \chi_{\varepsilon_1}^\parallel \right] = 1,$$

где частоты релаксации даются выражениями ( $n = 1, 2$ )

$$\nu_\varepsilon^{(n)} = \nu \int_0^{2\pi} \frac{d\Delta\phi}{2\pi} w_{\varepsilon, \Delta\phi} (1 - \cos^n \Delta\phi). \quad (21)$$

Эти частоты уменьшаются с ростом  $p_F l_c / \hbar$  и оказываются слабо зависящими от  $\varepsilon$  вблизи энергии Ферми  $p_F^2 / (2m) = \varepsilon_F$  (см. рис. 2). Кулоновские интегральные вклады в системе уравнений (20) записаны через ядра

$$A_n(z) = \int_0^{2\pi} \frac{d\Delta\phi}{2\pi} \frac{\cos^n \Delta\phi}{\sqrt{1+z-2\sqrt{z}\cos\Delta\phi}}, \quad (22)$$

которые логарифмически расходятся при  $z = 1$  (см. рис. 3).

Комплексная проводимость  $\sigma_\omega$  выражается через  $\chi_\varepsilon^\parallel$  после простого интегрирования по углу в формуле (17) и для относительного поглощения  $\xi_\omega$   $2D$ -слоя (определяемого отношением поглощенного в квантовой яме и проходящего через  $2D$ -слой потоков энергии,  $\xi_\omega = 4\pi \operatorname{Re} \sigma_\omega / (c\sqrt{\varepsilon})$ ) получаем

$$\xi_\omega = \frac{e^2}{c\sqrt{\varepsilon}} \frac{4\pi\rho_{2D}v_s^2}{\hbar\omega} \int_0^\infty d\varepsilon f_\varepsilon^{(-)} \operatorname{Re} \chi_\varepsilon^\parallel. \quad (23)$$

При  $T \ll \varepsilon_F$  функция  $f_\varepsilon^{(-)}$  отлична от нуля в узкой области вблизи энергии Ферми.

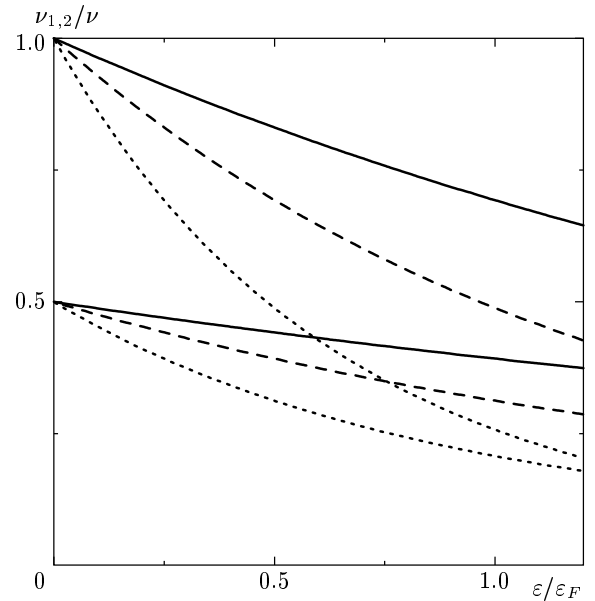


Рис. 2. Энергетические зависимости безразмерных частот релаксации (см. уравнение (20)) для следующих значений параметра  $p_F l_c / \hbar$ : 0.5 (сплошная линия), 1 (штриховая), 2 (пунктирная)

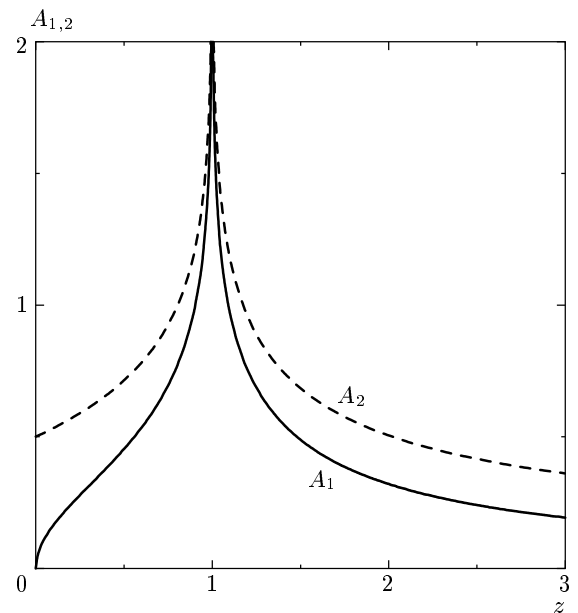


Рис. 3. Безразмерные функции  $A_{1,2}(z)$

Если доминирует однородное уширение пика, то можно пренебречь энергетической зависимостью  $\chi_\varepsilon^{\parallel, \perp}$  вблизи энергии Ферми. Таким образом, уравнения (20) превращаются в линейную алгебраическую

систему для  $\chi_F^{\parallel,\perp} \equiv \chi_{\varepsilon_F}^{\parallel,\perp}$ :

$$\begin{pmatrix} \omega + i\nu_F^{(1)} & -i\omega_F \\ i(\omega_F + \Delta\omega) & \omega + i\nu_F^{(2)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \chi_F^{\parallel} \\ \chi_F^{\perp} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (24)$$

в которой  $\omega_F = 2v_s p_F / \hbar$ , частоты релаксации  $\nu_F^{(2)}$  и  $\nu_F^{(1)}$  определяются уравнением (21) при  $\varepsilon = \varepsilon_F$ , а обменная перенормировка частоты перехода введена выражением

$$\Delta\omega = \frac{2}{a_B p_F} \times \int_0^{\infty} d\varepsilon_1 f_{\varepsilon_1}^{(-)} \left[ A_2 \left( \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_F} \right) - A_1 \left( \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_F} \right) \right]. \quad (25)$$

Относительное поглощение  $2D$ -слоя (23) выражается через  $\chi_F^{\parallel}$  согласно уравнению (при  $\nu_{eff} \ll \tilde{\omega}$ )

$$\xi_{\omega} \approx \frac{e^2}{c\sqrt{\varepsilon}} \frac{m v_s^2 \nu_{eff}}{\hbar^2 [(\omega - \tilde{\omega})^2 + \nu_{eff}^2]}, \quad (26)$$

так что получается лоренцевский пик поглощения, ширина которого определяется частотой  $\nu_{eff} = (\nu_F^{(1)} + \nu_F^{(2)})/2$ . Максимум поглощения находится на частоте  $\tilde{\omega} = \sqrt{\omega_F(\omega_F + \Delta\omega)}$  и оказывается сдвинутым в красную сторону за счет обменной перенормировки перехода с переворотом спина.

Если же изменение частоты перехода на энергетическом интервале  $|\varepsilon - \varepsilon_F| < \hbar\omega_F/2$  и интегральные вклады в (20) сравнимы с  $\nu_{eff}$  (или превышают столкновительное уширение), необходимо рассматривать систему интегральных уравнений (20). При этом как энергетическая зависимость перенормированной частоты комбинированного перехода  $\tilde{\omega}_{\varepsilon}$ , которая вводится соотношением

$$\tilde{\omega}_{\varepsilon} = \omega_{\varepsilon} - \frac{2}{a_B p_{\varepsilon}} \int_0^{\infty} d\varepsilon_1 f_{\varepsilon_1}^{(-)} A_1 \left( \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon} \right), \quad (27)$$

так и обусловленные нелокальностью обмена интегральные вклады в систему уравнений (20) оказываются существенными. Таким образом, вместо алгебраической системы (24) надо рассматривать равенство

$$\begin{pmatrix} \omega + i\nu_{\varepsilon}^{(1)} & -i\tilde{\omega}_{\varepsilon} \\ i\tilde{\omega}_{\varepsilon} & \omega + i\nu_{\varepsilon}^{(2)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \chi_{\varepsilon}^{\parallel} \\ \chi_{\varepsilon}^{\perp} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} + \frac{2i}{a_B p_{\varepsilon}} \int_0^{\infty} d\varepsilon_1 f_{\varepsilon_1}^{(-)} \begin{pmatrix} A_1 \left( \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon} \right) \chi_{\varepsilon_1}^{\perp} \\ -A_2 \left( \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon} \right) \chi_{\varepsilon_1}^{\parallel} \end{pmatrix}, \quad (28)$$

причем для нулевой температуры функции  $\chi_{\varepsilon}^{\perp,\parallel}$  заданы на интервале  $|\varepsilon - \varepsilon_F| < 2v_s p_F$ , поскольку вне этого интервала  $f_{\varepsilon}^{(-)}$  обращается в нуль. Численные решения такой системы получены прямым методом, а спектральные зависимости поглощения построены после интегрирования по энергии в формуле (23).

На рис. 4 приведены спектральные зависимости коэффициента поглощения при  $T = 0$  для разных концентраций электронов  $n_{2D}$  (а) и для разных энергий уширения  $\hbar\nu$  при фиксированной  $2D$ -концентрации  $n_{2D} = 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (б). Расчеты выполнены для случая короткодействующего рассеяния с подвижностью  $\mu = 5.5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  и спиновой скоростью  $1.2 \cdot 10^6 \text{ см/с}$  (взятыми из экспериментальных данных [13]), которым соответствуют энергия уширения  $0.93 \text{ мэВ}$  и энергии перехода  $\hbar\omega_F = 4 \text{ мэВ}$ . Пик смещается в сторону меньших энергий с уменьшением концентрации и подавляется с ростом энергии уширения, причем его форма оказывается несимметричной. На рис. 5 показано подавление поглощения с ростом температуры (результаты приведены для  $n_{2D} = 10^{12} \text{ см}^{-2}$  и  $\hbar\nu = 0.93 \text{ мэВ}$ ), при этом также имеет место изменение формы пика и его слабый сдвиг в сторону меньших энергий, что связано с уменьшением кулоновского вклада при температурной размазке.

Эти результаты суммирует рис. 6, на котором показаны сдвиг линии поглощения и максимальное поглощение (на вставке) в зависимости от концентрации при нулевой температуре. Сдвиг линии оказывается почти пропорциональным  $\sqrt{n_{2D}}$  (для сравнения штриховой линией показана энергия спинового расщепления), так как обменный вклад почти не зависит от  $\sqrt{n_{2D}}$  из-за слабой зависимости интегрального члена в формуле (28) от  $p_F$ . Однако эти интегральные вклады весьма существенно изменяют форму пика поглощения: в отличие от одночастичного результата, когда при малых  $\hbar\nu$  реализуется ступенчатая форма линии поглощения [9], пик всегда имеет почти лоренцевский вид. Энергия уширения оказывается медленно убывающей с ростом концентрации (между  $0.8$  и  $0.7 \text{ мэВ}$  для концентрации  $(0.25-1.75) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ); мы не приводим эту слабую зависимость.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрена форма пика поглощения за счет межподзонных переходов, возбуждаемых параллельной  $2D$ -слою компонентой электрического поля. Учитывается как однородное уширение пика

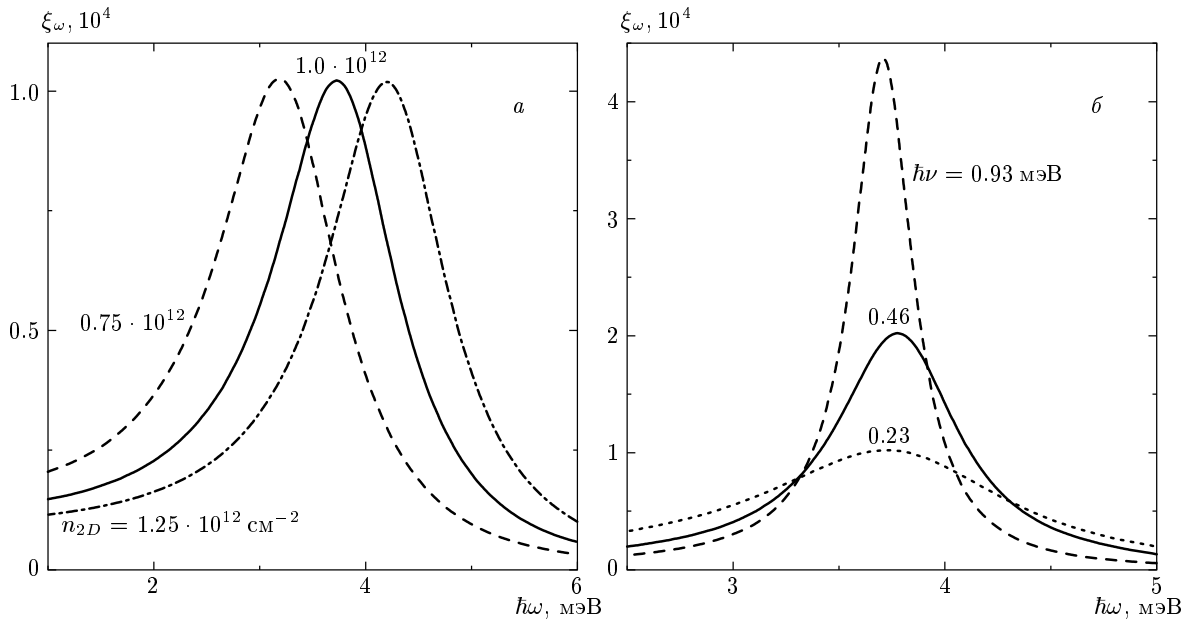


Рис. 4. Спектральные зависимости коэффициента поглощения при  $T = 0$  для разных концентраций  $n_{2D}$  при  $\hbar\nu = 0.93$  мэВ (а) и для разных энергий уширения  $\hbar\nu$  при  $n_{2D} = 10^{12}$  см $^{-2}$  (б)

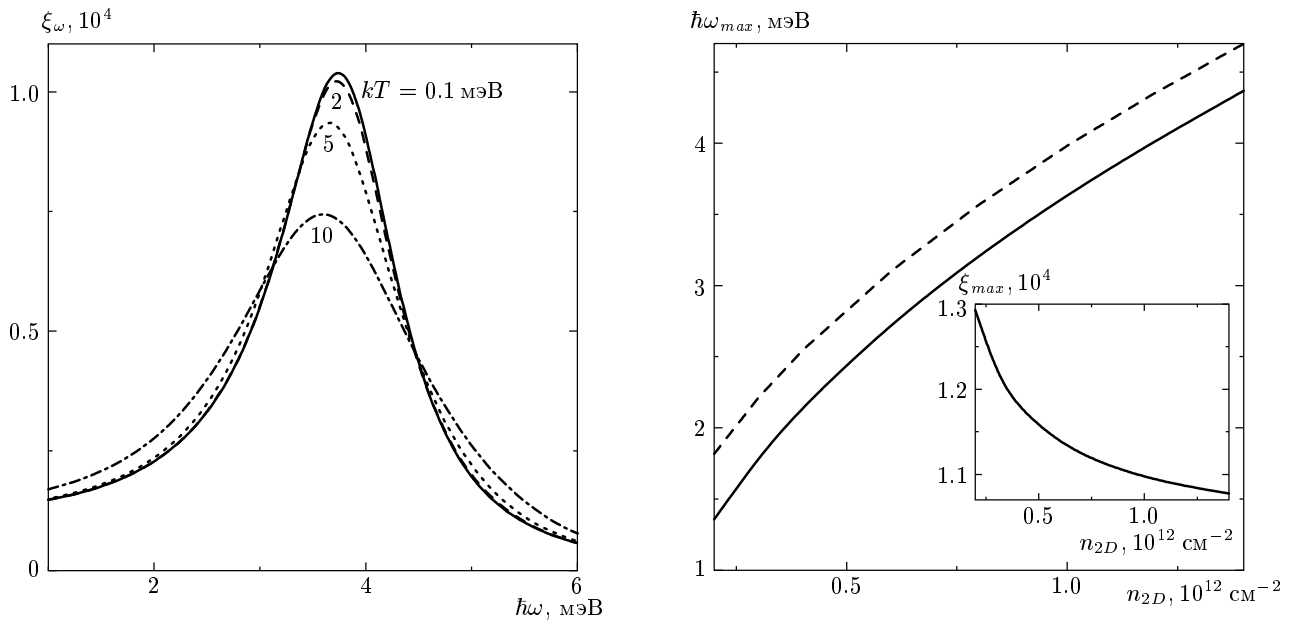


Рис. 5. Подавление пика поглощения с ростом температуры для  $n_{2D} = 10^{12}$  см $^{-2}$  и  $\hbar\nu = 0.93$  мэВ

Рис. 6. Зависимости энергии пика поглощения и его максимального значения (вставка) как функции 2D-концентрации

за счет рассеяния на статических дефектах, так и обменная перенормировка переходов с переворотом спина. Показано, что за счет такой перенормировки не только понижается энергия перехода, но и возникает заметная модификация формы пика. Установ-

лено, что с ростом температуры (когда  $T$  сравнивается с энергией перехода, но  $T \ll \epsilon_F$ ) пик поглощения быстро подавляется. Численные результаты приведены для типичных параметров несимметрич-

ных гетероструктур на основе InAs.

Остановимся на основных приближениях, использованных в этом расчете. Гамильтониан двумерных электронов (1) записан в приближении эффективной массы, а зависящие от спина эффекты описываются характерной скоростью  $v_s$ , которую можно рассматривать как феноменологический параметр. Эти приближения, как и учет лишь кулоновских вкладов порядка  $e^2$  в линеаризованном кинетическом уравнении (5) (см. [11]), являются общепринятыми. Модель рассеяния на статических дефектах, характеризующихся корреляционной длиной  $l_c$  и определяющих однородное уширение линии, можно легко обобщить на случай упругого рассеяния на акустических фононах (которое может оказаться существенным в гетероструктурах на основе GaAs с достаточно высокой подвижностью). Дополнительный вклад в однородное уширение возникает также и из-за прямого кулоновского рассеяния электронов, но этот вклад порядка  $e^4$  и для рассматриваемых здесь концентраций он не превышает 0.1 мэВ (см. ссылки на расчеты и экспериментальные данные в [14]). Кроме того, использование однородной диэлектрической проницаемости в формулах (7), (8) и (23) предполагает ее малое изменение поперек гетероструктуры, а также пренебрежение поверхностными эффектами. Наконец, использование двумерной аппроксимации для кулоновского ядра (13), а также малости энергии перехода, ширины пика и температуры по сравнению с энергией Ферми оправдано в сильно легированных квантовых ямах. Таким образом, сделанные приближения не накладывают существенных ограничений на проведенное в работе описание формы пика комбинированного поглощения в зависимости от  $v_s$ , концентрации и температуры.

Приведенные результаты описывают пик далекого ИК-поглощения из-за комбинированных переходов 2D-электронов, который можно изучать как при спектральных измерениях, так и по зависимостям от поперечного напряжения (модулирующего спиновую скорость  $v_s$ ) или от температуры. Кроме того, аналогичное описание столкновительного уширения и обменной перенормировки переходов с переворотом спина необходимо при описании возбуждения спин-плазменных 2D-колебаний (см. [9]) и процессов комбинационного рассеяния с переворотом спина.

## ЛИТЕРАТУРА

1. F. T. Vasko and A. V. Kuznetsov, *Electron States and Optical Transitions in Semiconductor Heterostructures*, Springer, New York (1998).
2. Y. Zhang, N. Baruch, and I. Wang, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 1086 (1993); I. S. Park, R. P. G. Karunasiri, and K. L. Wang, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 103 (1992).
3. R. Q. Yang, *Phys. Rev. B* **52**, 11958 (1995); Ф. Т. Васько, Ю. Н. Солдатенко, *ФТП* **20**, 920 (1986).
4. Э. И. Рашба, *УФН* **84**, 557 (1964).
5. Ф. Т. Васько, Н. А. Прима, *ФТТ* **21**, 1734 (1979); Ф. Т. Васько, *Письма в ЖЭТФ* **30**, 574 (1979).
6. J. P. Heida, B. J. van Wees, J. J. Kuipers, T. M. Klapwijk, and G. Borghs, *Phys. Rev. B* **57**, 11911 (1998).
7. J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, and T. Enoki, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1335 (1997).
8. J. Luo, H. Munekata, F. F. Fang, and P. J. Stiles, *Phys. Rev. B* **41**, 7685 (1990).
9. Л. И. Магарил, А. В. Чаплик, М. В. Энтин, *ЖЭТФ* **119**, 175 (2001).
10. Ф. Т. Васько, *ФТП* **19**, 1958 (1985); E. A. de Andrada e Silva, G. C. La Rocca, and F. Bassani, *Phys. Rev. B* **55**, 16293 (1996); F. T. Vasko and O. Keller, *Phys. Rev. B* **58**, 15666 (1998).
11. Ф. Т. Васько, *ЖЭТФ* **120**, 1468 (2001).
12. И. Б. Левинсон *ЖЭТФ* **57**, 660 (1969); Ф. Т. Васько, *ФТП* **10**, 70 (1976).
13. S. Yamada, Y. Sato, S. Gozu, and T. Kikutani, *Physica E* **7**, 992 (2000).
14. K. Kempa, P. Bakshi, J. Engelbrecht, and Y. Zhou, *Phys. Rev. B* **61**, 11083 (2000); M. Hartig, J. D. Ganishre, P. E. Selbmann, B. Deveaud, and L. Rota, *Phys. Rev. B* **60**, 1500 (1999).