Особенности электропроводности параболической квантовой ямы в магнитном поле

© Э.П. Синявский¶, Р.А. Хамидуллин

Институт прикладной физики академии наук Молдовы,
277028 Кишинев, Молдова

(Получена 8 ноября 2001 г. Принята к печати 29 января 2002 г.)

Из формулы Кубо получено общее выражение для статической электропроводности в магнитном поле, направленном параллельно поверхности параболической квантовой ямы. С использованием куммулянтного усреднения сформулированы условия „приближения времени релаксации“ для расчета корреляционных функций. Вычислены тензоры продольной и поперечной электропроводности в рассматриваемой размерно-ограниченной системе с учетом взаимодействия электрона с акустическими и оптическими колебаниями. Показано, что поперечная электропроводность значительно больше (на несколько порядков), чем в объемных системах. Исследована зависимость продольной электропроводности в случае сильно вырожденного электронного газа от величины магнитного поля.

1. Исследование явлений переноса в размерно-ограниченных системах является важной задачей, поскольку из-за особенностей закона дисперсии зонных носителей делает такие квантовые системы перспективными для создания приборов с уникальными свойствами. Для вырожденного двумерного электронного газа кинетические коэффициенты, оптические характеристики немонотонно изменяются с уменьшением толщины размерно-ограниченной системы [1,2]. Описание явлений электронного переноса в различных размерно-квантовых системах (квантовые ямы, квантовые проволоки, сверхрешетки) в основном базировалось на решении уравнения Больцмана с учетом рассеяния носителей на точечных дефектах [3–6].

В настоящей работе из общих соотношений для тензора электропроводности исследуются особенности, возникающие в проводимости в параболических квантовых ямах в поперечном магнитном поле. Рассматривается случай вырожденного и невырожденного электронного газа, взаимодействующего с акустическими и оптическими колебаниями. Некоторые результаты сравниваются с экспериментальными данными.

2. Статическая электропроводность в представлении вторичного квантования, согласно формуле Кубо [7], определяется соотношением

$$\sigma_{ij} = \frac{\beta_0 e^2}{2Vm^2} \sum_{\alpha\beta\,\alpha_1\beta_1} p^{(i)}_{\alpha\beta} p^{(j)}_{\alpha_1\beta_1} \int\limits_{-\infty}^{\infty} dt \langle a^+_\alpha(t) a_\beta(t) a^+_{\alpha_1} a_{\beta_1}\rangle. \quad (1)$$

Здесь $a^+_\alpha(a_\alpha)$ — операторы рождения (уничтожения) носителей с зарядом e, эффективной массой m в состоянии α, $\beta_0 = 1/k_0T$ (T — температура в K), V — объем квантовой системы,

$$a^+_\alpha(t) = \exp\left(\frac{i\hat{H}t}{\hbar}\right) a^+_\alpha \exp\left(\frac{i\hat{H}t}{\hbar}\right) \quad (2)$$

$\langle\ldots\rangle$ в (1) означает усреднение с равновесной матрицей плотности исследуемой системы, описываемой гамильтонианом $\hat{H}$.

¶ E-mail: arusanov@mail.ru

Расчет матричных элементов оператора импульса $p^{(i)}_{\alpha\beta}$ на волновых функциях электрона в параболической квантовой яме (ПКЯ) в магнитном поле, направленном вдоль поверхности размерно-ограниченной системы [8,9], проводится непосредственно:

$$p^{(x)}_{\alpha\beta} = \hbar k_x \delta_{\alpha\beta}, \quad (3)$$

$$p^{(y)}_{\alpha\beta} = \hbar\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 k_y \delta_{\alpha\beta} - \frac{m\omega_c}{\sqrt{2\lambda}}\, \delta_{k_x,k'_x}\delta_{k_y,k'_y}\left\{\sqrt{n}\delta_{n,n_1+1} + \sqrt{n+1}\delta_{n,n_1-1}\right\}, \quad (4)$$

где ω — частота размерного квантования, ω_c — циклотронная частота, $\lambda = m\omega_0/\hbar$, k_x, k_y — проекции квазиимпульса электрона, $\omega_0^2 = \omega^2 + \omega_c^2$.

Как следует из (3), при направлении электрического поля параллельно магнитному полю матричный элемент оператора импульса отличен от нуля, если $\alpha = \beta$. Для случая поперечной электропроводности матричный элемент обобщенного импульса имеет как диагональные элементы (первое слагаемое в (4)), так и недиагональные элементы по квантовому числу n.

Заметим, что диагональный матричный элемент возникает только в размерно-ограниченных системах (при $\omega \to 0$ это слагаемое в (4) отсутствует). Именно это обстоятельство приводит к особенностям электропроводности в размерно-квантованных системах, т. е. к заметному увеличению поперечной электропроводности по сравнению с объемными материалами.

Рассмотрим в дальнейшем взаимодействие носителей с фононами, т. е.

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V},$$
$$\hat{H}_0 = \sum_\alpha E_\alpha a^+_\alpha a_\alpha + \sum_{\mathbf{q}} \hbar\omega_{\mathbf{q}} b^+_{\mathbf{q}} b_{\mathbf{q}}, \quad (5)$$
$$\hat{V} = \sum_{\alpha\beta\mathbf{q}} C_{\mathbf{q}} V_{\alpha\beta}(\mathbf{q})(b_{\mathbf{q}} + b^+_{-\mathbf{q}}) a^+_\alpha a_\beta.$$

Здесь $b^+_{\mathbf{q}}(b_{\mathbf{q}})$ — операторы рождения (уничтожения) фононов с энергией $\hbar\omega_{\mathbf{q}}$ и волновым вектором $\mathbf{q}$, $C_{\mathbf{q}}$ — коэффициентная функция электрон-фононного взаимодействия, $V_{\alpha\beta}(\mathbf{q}) = \langle\alpha|e^{i\mathbf{qr}}|\beta\rangle$ — матричный элемент $e^{i\mathbf{qr}}$ на волновых функциях зонных электронов в ПКЯ в магнитном поле,

$$E_\alpha = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m}\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 + \hbar\omega_0\left(n + \frac{1}{2}\right). \quad (6)$$

Согласно (2), $a_\alpha^+(t)$ удовлетворяет следующему уравнению движения:

$$\dot{a}_\alpha^+(t) = \frac{i}{\hbar}\Big\{E_\alpha a_\alpha^+(t) + \sum_{\beta\mathbf{q}} C_\mathbf{q} V_{\beta\alpha}(\mathbf{q}) a_\beta^+(t)\left[b_\mathbf{q} e^{-i\omega_\mathbf{q} t} + b_{-\mathbf{q}}^+ e^{i\omega_\mathbf{q} t}\right]\Big\}. \quad (7)$$

При записи уравнения (7) пренебрегалось влиянием электронов на фононный спектр [10]:

$$b_\mathbf{q}(t) + b_{-\mathbf{q}}^+(t) \approx b_\mathbf{q} e^{-i\omega_\mathbf{q} t} + b_{-\mathbf{q}}^+ e^{i\omega_\mathbf{q} t}.$$

В этом естественном приближении решение уравнения (7) имеет вид [11]

$$a_\alpha^+(t) = \exp\left(i\frac{E_\alpha}{\hbar}t\right)\sum_\beta a_\beta^+ \langle\beta|\exp\left(i\frac{t}{\hbar}\left(\tilde{H}_0 + \tilde{V}\right)\right) \times \exp\left(-i\frac{t}{\hbar}\tilde{H}_0\right)|\alpha\rangle. \quad (8)$$

Здесь

$$\tilde{H}_0 = \hat{H}_e + \sum_\mathbf{q}\hbar\omega_\mathbf{q} b_\mathbf{q}^+ b_\mathbf{q}, \quad \tilde{V} = \sum_\mathbf{q} C_\mathbf{q} e^{i\mathbf{qr}}(b_\mathbf{q} + b_{-\mathbf{q}}^+),$$

$\hat{H}_e$ — гамильтониан для свободных носителей в координатном представлении ($\hat{H}_e\Psi_\alpha = E_\alpha\Psi_\alpha$).

Аналогично можно получить выражение для $a_\beta(t)$. Если подставить $a_\alpha^+(t)$, $a_\beta(t)$ в (1), то тензор электропроводности принимает следующее выражение:

$$\sigma_{ij} = \frac{\beta_0 e^2}{2Vm^2} \times \sum_{\alpha\beta\gamma}\sum_{\alpha_1\beta_1\gamma_1} p_{\alpha\beta}^{(i)} p_{\alpha_1\beta_1}^{(j)} \int_{-\infty}^{\infty} dt \Big\{\Big\langle\gamma\Big|\exp\left(i\frac{t}{\hbar}\left(\tilde{H}_0 + \tilde{V}\right)\right)\Big|\alpha\Big\rangle \times \Big\langle\beta\Big|\exp\left(-i\frac{t}{\hbar}\left(\tilde{H}_0 + \tilde{V}\right)\right)\Big|\gamma_1\Big\rangle\Big\}_0 \langle a_\gamma^+ a_{\gamma_1} a_{\alpha_1}^+ a_{\beta_1}\rangle_0. \quad (9)$$

При записи (9) пренебрегалось поляронным эффектом. Это означает, что усреднения по электронной подсистеме $\langle\ldots\rangle_0$ и фононной подсистеме $\{\ldots\}_0$ проводятся независимо.

В нижайшем приближении по концентрации электронов n_e, что справедливо для невырожденного электронного газа, можно записать

$$\langle a_\gamma^+ a_{\gamma_1} a_{\alpha_1}^+ a_{\beta_1}\rangle_0 \approx n_\gamma^0 \delta_{\gamma\beta_1}\delta_{\gamma_1\alpha_1}, \quad (10)$$

где n_γ^0 — равновесная функция распределения для зонных носителей в ПКЯ шириной a_0 в поперечном магнитном поле:

$$n_\gamma^0 = \frac{2\pi\beta_0\hbar^2 a_0\omega}{m\omega_0} n_e \,\mathrm{sh}\left(\frac{\beta_0\hbar\omega_0}{2}\right)\exp(-\beta_0 E_\alpha). \quad (11)$$

Усреднение по системе свободного фононного поля проведем с использованием кумулянтного усреднения [12], ограничиваясь нижайшим приближением. Если рассматривать, для простоты, только диагональные матричные элементы оператора импульса (4), то искомое выражение для тензора электропроводности (1) для невырожденного электронного газа принимает вид

$$\sigma_{ij} = \frac{\beta_0 e^2}{2Vm^2}\sum_\alpha p_{\alpha\alpha}^{(i)} p_{\alpha\alpha}^{(j)} n_\alpha^0 \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp\{g_{\alpha\alpha}(t)\}. \quad (12)$$

Здесь

$$g_{\alpha\alpha}(t) = -\frac{2}{\hbar^2}\int_0^t dt_1 \int_0^{t_1} dt_2 \sum_{\gamma\mathbf{q}} |C_\mathbf{q}|^2 |V_{\alpha\gamma}(\mathbf{q})|^2 \times \exp\left(i\frac{t_2}{\hbar}(E_\alpha - E_\gamma)\right)\left[(N_\mathbf{q} + 1)e^{-i\omega_\mathbf{q} t_2} + N_\mathbf{q} e^{i\omega_\mathbf{q} t_2}\right], \quad (13)$$

$N_\mathbf{q} = \left[e^{\beta_0\hbar\omega_\mathbf{q}} - 1\right]^{-1}$ — функция распределения равновесных фононов.

Интегрирование по t_1, t_2 в (13) проводится элементарно. Если учесть, что

$$\frac{1 - e^{i\alpha t}}{\alpha^2}\bigg|_{t\to\infty} = \pi|t|\delta(\alpha),$$

то

$$g_{\alpha\alpha}(t) = -\frac{2\pi|t|}{\hbar}\sum_{\gamma\mathbf{q}} |C_\mathbf{q}|^2 |V_{\alpha\gamma}(\mathbf{q})|^2 \big\{(N_\mathbf{q} + 1) \times \delta(E_\alpha - E_\gamma - \hbar\omega_\mathbf{q}) + N_\mathbf{q}\delta(E_\alpha - E_\gamma + \hbar\omega_\mathbf{q})\big\} \equiv -\frac{t}{\tau_\alpha}, \quad (14)$$

τ_α определяет время релаксации, связанное с рассеянием носителя на колебаниях решетки.

С учетом (14) (12) принимает вид

$$\sigma_{ij} = \frac{\beta_0 e^2}{Vm^2}\sum_\alpha p_{\alpha\alpha}^{(i)} p_{\alpha\alpha}^{(j)} n_\alpha^0 \tau_\alpha. \quad (15)$$

3. Вычислим электропроводность в ПКЯ, когда в процессе рассеяния участвуют акустические (длинноволновые) колебания:

$$|C_\mathbf{q}|^2 = \frac{E_1^2\hbar q}{2V\rho\nu}. \quad (16)$$

Здесь E_1 — константа деформационного потенциала, ρ — плотность квантовой системы, ν — скорость звука в веществе. При упругом рассеянии электрона (энергией электрона $\hbar\omega_\mathbf{q} = \hbar\nu q$ в дельта-функциях (14) пренебрегаем), в области высоких температур

$$N_\mathbf{q} \approx \frac{k_0 T}{\hbar\nu q} \gg 1 \quad \text{и} \quad \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2\frac{k_0 T}{\hbar\omega_0} \ll 1$$

(носители находятся на дне нижайшей размерно-квантованной зоны, т. е. $n = 0$) нетрудно получить

$$\frac{1}{\tau_\alpha} = \frac{1}{\tau} = \sqrt{\frac{\lambda}{2\pi}} \frac{E_1^2 m k_0 T \omega_0}{\hbar^3 \nu^2 \rho \omega}. \qquad (17)$$

Следовательно, согласно (15),

$$\sigma_{xx}(H) = \frac{e^2 n_e}{m}\tau,$$

$$\sigma_{xx}(H) \propto T^{-1} \quad (\omega \gg \omega_c),$$

$$\sigma_{xx}(H) \propto T^{-1} H^{-3/2} \quad (\omega_c \gg \omega). \qquad (18)$$

В отсутствие магнитного поля ($\omega_c = 0$) из (17) и (15) непосредственно получается выражение для электропроводности в ПКЯ:

$$\sigma_{xx}(0) = \frac{e^2 n_e}{m}\tau(0), \quad \frac{1}{\tau(0)} = \frac{E_1^2 m k_0 T}{\hbar^3 \nu^2 \rho} \sqrt{\frac{m\omega}{2\pi\hbar}}. \qquad (19)$$

Следовательно,

$$\sigma_{xx}(H) = \sigma_{xx}(0)(\omega/\omega_0)^{3/2}. \qquad (20)$$

Так как $(\omega/\omega_0)^{3/2} < 1$, электропроводность в ПКЯ в присутствии магнитного поля уменьшается. Это связано с тем, что в магнитном поле носители в КЯ сильнее локализованы, поэтому процессы рассеяния носителей на фононах происходят более активно. На эффективное увеличение рассеяния электронов в ультраквантовом пределе с ростом магнитного поля обращалось внимание в [13]. Уменьшение величины электропроводности с ростом температуры (19) экспериментально наблюдалось в гетероструктурах GaAs–GaAlAs [14].

Аналогично можно вычислить поперечную электропроводность (электрическое поле перпендикулярно магнитному полю), определяемую первым слагаемым в (4):

$$\sigma_{yy}(H) = \sigma_{xx}(0)(\omega/\omega_0)^{7/2}. \qquad (21)$$

Так как $(\omega/\omega_0)^{7/2} < 1$, поперечная электропроводность всегда меньше продольной. Это связано с тем, что согласно закону дисперсии (6) эффективная масса электрона m вдоль направления k_x меньше „эффективной массы“ m^* вдоль оси k_y $(m^* = m(\omega_0/\omega)^2)$.

Легко показать, что вклад второго слагаемого в (4) в поперечную электропроводность (21) незначителен, если $\tau\omega_C \gg 1$.

Для разумных параметров ПКЯ $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ $m = 0.06m_0$, $\rho = 5.4$ г/см^3, $\nu = 3 \cdot 10^5$ см/с, $E_1 = 7$ эВ при $a_0 = 10^3$ Å, $T = 100$ K, $\omega = \omega_c$, $\tau\omega_c \approx 10^2$. Следовательно, поперечная электропроводность в квазидвумерных системах всегда значительно больше, чем в объемных полупроводниковых материалах.

Исследуем поведение тензора электропроводности от температуры, величины магнитного поля, когда электрон взаимодействует с оптическими колебаниями:

$$|C_{\mathbf{q}}|^2 = \frac{2\pi e^2 \hbar\tilde{\omega} c_0}{q^2}; \quad c_0 = \frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_0},$$

где ε_0, ε_∞ — соответственно низкочастотная и высокочастотная диэлектрические постоянные, $\hbar\tilde{\omega}$ — предельная частота оптического фонона. При низких температурах ($\hbar\tilde{\omega} \gg k_0 T$), когда электроны находятся на дне размерно-квантовой зоны ($n = 0$), при $\delta_0 = \frac{\hbar\tilde{\omega} - n_1\hbar\omega_0}{\hbar\omega_0} \ll 1$ (резонансное приближение) имеем

$$\frac{1}{\tau^{(\mathrm{opt})}} = \frac{2me^2\tilde{\omega}c_0 N_0}{\hbar^2} \sqrt{\frac{\pi}{2\lambda}} \frac{\omega}{\omega_0} \frac{(2n_1 - 3)!!}{n_1! 2^{n_1}}. \qquad (22)$$

Следовательно, тензор электропроводности при учете взаимодействия электронов с оптическими фононами в резонансном приближении не имеет особенностей, которые возникают в трехмерном полупроводниковом материале [15].

Вычислим продольную электропроводность в ПКЯ для вырожденного электронного газа. Корреляционная функция (10), согласно теореме Вика, может быть представлена в виде

$$\left\langle a_\gamma^+ a_{\gamma_1} a_{\alpha_1}^+ a_{\beta_1} \right\rangle_0 = n_\gamma^0 \left(1 - n_{\gamma_1}^{(0)}\right) \delta_{\gamma\beta_1}\delta_{\gamma_1\alpha_1} + n_\gamma^{(0)} n_{\alpha_1}^{(0)} \delta_{\gamma\gamma_1}\delta_{\alpha_1\beta_1}, \qquad (23)$$

где $n_\gamma^{(0)}$ — равновесная функция распределения для электронов

$$n_\gamma^{(0)} = \left[e^{\beta_0(E_\gamma - \xi)} + 1\right]^{-1}.$$

В случае вырожденного электронного газа (химический потенциал $\xi > 0$), когда носители находятся в нижайшей размерно-квантовой зоне (ультраквантовый предел), не трудно получить

$$\xi_0 = \frac{1}{\beta_0} \ln[e^{n_0} - 1], \qquad (24)$$

где $\xi_0 = \xi - \hbar\omega_0/2$ — химический потенциал, отсчитанный от дна нижайшей зоны,

$$n_0 = \frac{\pi\hbar^2 \tilde{n}_e^{(0)} \beta_0 \omega}{m\omega_0},$$

$\tilde{n}_e^{(0)}$ — поверхностная плотность электронного газа. При $n_0 \gg 1$

$$\xi_0 = \frac{n_0}{\beta_0} = \frac{\pi\hbar^2 \tilde{n}_e^{(0)} \omega}{m\omega_0}. \qquad (25)$$

Вычислим электропроводность σ_{xx} с учетом первого слагаемого в (23). Легко показать, что второе слагаемое вклад в продольную электропроводность не дает

$$\sigma_{xx}^{(\mathrm{deg})} = \frac{\beta_0 e^2 \hbar^2}{2Vm} \sum_\alpha k_x^2 n_\alpha^{(0)} (1 - n_\alpha^{(0)}) \tau_\alpha. \qquad (26)$$

Для дальнейших расчетов воспользуемся соотношением

$$n_\alpha^{(0)}(1 - n_\alpha^{(0)}) \approx \delta\{\beta_0(E_\alpha - \xi)\},$$

которое прекрасно выполняется для вырожденного электронного газа в области низких температур. В результате

$$\sigma_{xx}^{(\mathrm{deg})} = \frac{e^2 \tau \omega_0 n_0}{\pi a \beta_0 \hbar^2 \omega}. \qquad (27)$$

В отсутствие магнитного поля ($\omega_c = 0$, $\omega_0 = \omega$), согласно (27), электропроводность в ПКЯ для вырожденного электронного газа определяется соотношением

$$\tilde{\sigma}_{xx}(0) = \frac{e^2\tau^{(0)}\tilde{n}_0}{\pi a\beta_0\hbar^2}, \tag{28}$$

$$\tilde{n}_0 = \frac{\pi\hbar^2\tilde{n}_e^{(0)}\beta_0}{m}.$$

Следовательно, при одинаковой концентрации носителей

$$\frac{\sigma_{xx}^{(\mathrm{deg})}}{\tilde{\sigma}_{xx}(0)} = \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^{3/2}. \tag{29}$$

Так как $\omega_0 > \omega$, электропроводность в магнитном поле всегда уменьшается.

Как непосредственно следует из (27), в квантовом пределе $\sigma_{xx}^{(\mathrm{deg})} \propto \omega/\omega_0$, т.е. удельное магнитосопротивление с ростом магнитного поля увеличивается. Такое поведение удельного сопротивления в магнитном поле для размерно-ограниченных систем $\mathrm{GaAs/Al}_x\mathrm{Ga}_{1-x}\mathrm{As}$ в области низких температур ($T = 1.3\,\mathrm{K}$) экспериментально наблюдалось в [16].

Из соотношения (15) нетрудно получить выражение для продольной электропроводности $\sigma_{xx}^{(0)}(H)$ в случае объемного материала в магнитном поле [15]. В квантовом пределе ($\beta\hbar\omega_c > 1$)

$$\frac{\sigma_{xx}^{(0)}(0)}{\sigma_{xx}^{(0)}(H)} = \frac{2}{3}\,\beta\hbar\omega_c, \tag{30}$$

$\sigma_{xx}^{(0)}(0)$ — тензор электропроводности в объемном полупроводниковом материале в отсутствие магнитного поля [17].

Из соотношений (30), (18), (19) непосредственно следует, что

$$\sigma_{xx}^{(0)}(0) > \sigma_{xx}(0) > \sigma_{xx}^{(0)}(H) > \sigma_{xx}(H)$$

$$(\text{при}\;\; \beta\hbar\omega_x < 8\sqrt{2}). \tag{31}$$

Следовательно, уменьшение „мерности“ квантовой системы, т.е. увеличение локализации зонных носителей, приводит к уменьшению величины продольной электропроводности.

Список литературы

[1] D.G. Cantrell, P.N. Butcher. J. Phys. C: Sol. St. Phys., **18**, L 587 (1985).

[2] B.E. Sernelius, K.-F. Berggren, M. Tamak, C.Mc. Fadden. J. Phys. C: Sol. St. Phys., **18**, 225 (1985).

[3] D.G. Cantrell, P.N. Butcher. J. Phys. C: Sol. St. Phys., **18**, 5111 (1985).

[4] Hui Tang, P.N. Butcher. J. Phys. C: Sol. St. Phys., **21**, 3313 (1988).

[5] E.Yu. Safronov, E.P. Sinyavskii. Phys. St. Sol. (b), **180**, 377 (1993).

[6] В.А. Гейлер, В.А. Маргулис, Л.И. Филина. ЖЭТФ, **113**, 1376 (1998).

[7] R. Kubo. J. Phys. Soc. Japan, **12**, 570 (1957).

[8] Б.А. Тавгер, М.Ш. Ерухимов. ЖЭТФ, **51**, 528 (1966).

[9] E.P. Sinyavskii, S.M. Sokovnich, F.I. Pasechnik. Phys. St. Sol. (b), **209**, 55 (1998).

[10] Э.П.Синявский, Е.И. Гребенщикова. ЖЭТФ, **116**, 2069 (1999).

[11] Э.П.Синявский, Е.И. Гребенщикова. ЖЭТФ, **119**, 527 (2001).

[12] R. Kubo. J. Phys. Soc. Japan, **17**, 1100 (1962).

[13] P.J. Peters, P. Schehzger, M.J. Lea, Yu.P. Monarkhe, P.K.H. Sommerfeld, R.W. van der Heijden. Phys. Rev. B, **50**, 11 570 (1994).

[14] X.L. Lei. J. Phys. C: Sol. St. Phys., **18**, L 993 (1985).

[15] Б.М. Аскеров. *Кинетические эффекты в полупроводниках* (Л., Наука, 1970) с. 303.

[16] M. Shayegan, T. Sajoto, M. Santos, C. Silvestre. Appl. Phys. Lett., **53**, 791 (1988).

[17] А.И.Ансельм. *Введение в теорию полупроводников* (М., Наука, 1978).

Редактор Л.В. Беляков

Conductance peculiarities of a parabolic quantum well in magnetic field

E.P. Sinyavskii, R.A. Khamidullin

Institute of Applied Physics,
Academy of Sciences of Moldova,
277028 Kishinev, Moldova

Abstract Using Kubo formula obtained is the equation for the steady-state conductance of a parabolic quantum well in a parallel magnetic field with respect to quantum well. We have formulated conditions of the relaxation time approximation for calculating correlation functions. Calculated are also the longitudinal and transversal conductances in the low-dimentional structure when electrons interact with the optical and acoustical phonons. It is shown that the transversal conductance in the magnetic field is much more than in bulk semiconductors. In addition to the above said the dependence of longitudinal conductance on the magnetic field in the case of strong degenerate electron gas is considered, too.