

Электропроводность квантовых проволок в однородном магнитном поле

© Э.П. Синявский[¶], Р.А. Хамидуллин

Институт прикладной физики Академии наук Молдовы,
МД-2028 Кишинев, Молдова

(Получена 29 декабря 2005 г. Принята к печати 6 марта 2006 г.)

Исследуются особенности статической электропроводности в квантовых проволоках в продольном и поперечном магнитном поле для вырожденного и невырожденного электронного газа. Расчет электропроводности проводится по формуле Кубо с учетом процессов упругого рассеяния носителей на длинноволновых колебаниях решетки. Конечные теоретические результаты для проводимости сравниваются с экспериментальными данными. В частности, предлагаемая модель проводимости квантовой проволоки позволяет объяснить немонокотное поведение поперечного магнетосопротивления от величины магнитного поля.

PACS: 72.15.Gd, 72.15.Qm, 73.63.Nm

1. В последние годы интенсивно исследуются процессы электропроводности в квантовых проволоках (КП) в присутствии однородного магнитного поля. Экспериментальное изучение явлений переноса в нанопроволоках полуметалла Bi является очень перспективным, так как в них, во-первых, длина свободного пробега достаточно велика (при низких температурах она может быть значительно больше радиуса КП) и, во-вторых, очень малы эффективные массы носителей, что увеличивает эффект размерного квантования. Экспериментальные исследования температурной зависимости подвижности (или сопротивления) в чистых и легированных Pb нанопроволоках Bi проводились в работах [1–5] в широкой области температур. Особый интерес представляют исследования кинетических явлений в квазиодномерных системах в присутствии однородного магнитного поля \mathbf{H} . Это связано с тем, что процессы переноса могут заметным образом изменяться в зависимости от величины отношения радиуса КП R_0 к магнитной длине $R = \sqrt{c\hbar/eH}$. Изучение особенностей сопротивления в простых КП Bi в однородном магнитном поле различной ориентации проведено в экспериментальных работах [1,2,4,6]. Оказалось, что при малых значениях напряженности магнитного поля $(R_0/R)^2 < 1$ магнетосопротивление в продольном магнитном поле растет пропорционально H^2 . В поперечных магнитных полях магнетосопротивление может с ростом H носить немонокотный характер и существенно зависит от направления \mathbf{H} относительно кристаллографических осей C_2 и C_s [6]. При этом в относительно тонких нанопроволоках (диаметром 46 нм) такое поведение в Bi не наблюдается [2]. Теоретические расчеты электропроводности в КП проводились с использованием решения кинетического уравнения Больцмана [7–9]. Время релаксации рассчитывалось с учетом рассеяния носителей на мелких и глубоких примесях, упругого и неупругого рассеяний на акустических и оптических фононах [7–11]. В данной работе проводится расчет электропроводности в нанопрово-

локах в продольном и поперечном магнитном полях, исходя из формулы Кубо для электропроводности. Для простоты рассматривается случай упругого рассеяния носителей на длинноволновых акустических колебаниях решетки. При этом используется модель КП с параболическим потенциалом в плоскости, перпендикулярной оси размерно-квантованной системы. Такая модель очень часто применяется при расчетах кинетических коэффициентов в нанопроволоках [8,10] и находит свое теоретическое обоснование [12].

2. Расчет тензора электропроводности, справедливый для низкоразмерных систем с произвольным видом потенциала, проводится по формуле Кубо с использованием куммулянтного усреднения по колебательной подсистеме, как это делалось в работе [13]:

$$\sigma_{xx} = \frac{e^2}{Vm_x^2 k_0 T} \sum_{\alpha} (p_{\alpha\alpha}^x)^2 n_{\alpha} (1 - n_{\alpha}) \tau_{\alpha}, \quad (1)$$

где $1/\tau_{\alpha}$ определяет вероятность рассеяния носителей в единицу времени на колебаниях кристаллической решетки; n_{α} — равновесная функция распределения для заряженных частиц, состояния которых определяется квантовыми числами α ; $p_{\alpha\alpha}^x$ — матричный элемент оператора обобщенного импульса; V — объем системы; m_x — масса носителя в направлении оси КП (оси Ox); k_0 — постоянная Больцмана; T — температура.

Заметим, что в продольном магнитном поле отличен от нуля только диагональный матричный элемент оператора обобщенного импульса. В случае поперечного магнитного поля матричный элемент обобщенного импульса имеет как диагональные элементы (это возможно только в размерно-квантованных системах), так и недиагональные по осцилляторному размерно-магнитному (гибридному) квантовому числу элементы, которые при разумных параметрах КП дают незначительный вклад в поперечную электропроводность [13]. Вследствие этого поперечная электропроводность в нанопроволоках всегда значительно больше, чем в объемных материалах. При больших магнитных полях ($H \approx 80$ кЭ), как показывают экспериментальные исследования [6], поперечное

[¶] E-mail: kanjey@mail.ru

магнетосопротивление в проволоках Вi диаметром 75 нм значительно меньше, чем в этих системах диаметром 350 нм, т.е. фактически объемных материалах.

Рассмотрим рассеяние носителей на длинноволновых колебаниях. В приближении упругого рассеяния при $\hbar\omega_q/k_0T \ll 1$ ($\hbar\omega_q$ — энергия акустических фононов с волновым вектором \mathbf{q}) нетрудно получить

$$\frac{1}{\tau_\alpha} = \frac{2\pi E_1^2 k_0 T}{\rho v^2 \hbar} \sum_\gamma \int d\mathbf{r} |\psi_\alpha(\mathbf{r})|^2 |\psi_\gamma(\mathbf{r})|^2 \delta(E_\alpha - E_\gamma). \quad (2)$$

Здесь E_1 — константа деформационного потенциала; v — скорость звука в исследуемом материале плотностью ρ ; $\psi_\alpha(\mathbf{r})$ и E_α — соответственно волновые функции и собственные значения энергии носителя в КП в присутствии магнитного поля.

В частности, в отсутствие магнитного поля волновые функции в цилиндрической нанопроволоке радиуса R_0 с бесконечным потенциалом известны [14] и определяются через функции Бесселя, а собственные значения равны

$$E_{nm} = \frac{\hbar^2}{2m_x R_0^2} (\beta_{nm})^2 \quad (3)$$

(β_{nm} — n -й корень функции Бесселя m -го порядка $J_m(z)$). Для нижайшего электронного состояния с учетом (2)

$$\frac{1}{\tau_\alpha} = \frac{4E_1^2 k_0 T m_x}{\pi \rho v^2 \hbar^3 R_0^2} \frac{1}{|k_x|} F_{10}, \quad (4)$$

$$F_{10} = \frac{1}{(\beta_{10})^2 [J_1(\beta_{10})]^4} \int_0^{\beta_{10}} [J_0(\tau)]^4 \tau d\tau,$$

k_x — компонента волнового вектора носителя. Для нижайшего состояния $\beta_{10} \approx 2.4$, $F_{10} \approx 1$ и (4) совпадает с известными результатами работы [7].

3. В поперечном магнитном поле $\mathbf{H} \parallel 0z$, если потенциал КП описывается в плоскости $y0z$ круговым параболоидом

$$V(y, z) = \frac{m_y \omega^2}{2} (y^2 + z^2) \quad (5)$$

(для простоты считаем, что эффективные массы носителей вдоль осей $0z$, $0y$ одинаковы и равны m_y), волновые функции могут быть найдены по аналогии с [15], а собственные значения имеют вид

$$E_\alpha = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_x(1+\Delta)} + \hbar\Omega \left(n_1 + \frac{1}{2} \right) + \hbar\omega \left(n_2 + \frac{1}{2} \right), \quad (6)$$

$$\Delta = \left(\frac{eH}{c} \right)^2 \frac{1}{m_x m_y \omega^2}, \quad \Omega^2 = \omega^2 + \frac{m_y}{m_x} \omega_y^2, \quad \omega_y = \frac{eH}{m_y c},$$

где c — скорость света в вакууме, $\hbar\omega$ — шаг размерного квантования.

Для нижайшего электронного состояния ($n_1 = n_2 = 0$) время релаксации, согласно (2), принимает вид

$$\frac{1}{\tau_\alpha} = \gamma \frac{1 + \exp(-\delta_0 k_x^2)}{|k_x|}. \quad (7)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\gamma = \frac{E_1^2 k_0 T m_x m_y \omega}{2\pi \rho v^2 \hbar^4} (1+\Delta)^{5/4}, \quad \delta_0 = \frac{2\hbar}{m_x \omega} \frac{\Delta}{(1+\Delta)^{3/2}}.$$

Если подставить (7) в (1) и провести интегрирование по k_x ($p_{\alpha x}^x = \hbar k_x / (1+\Delta)$), то можно получить искомое выражение для поперечной электропроводности. Для невырожденного электронного газа она определяется соотношением

$$\sigma_{xx}^{\text{nd}}(H) = \frac{4n_e e^2 \hbar^3 \rho v^2}{E_1^2 m_x m_y \omega} \sqrt{\frac{2\pi}{m_x k_0 T}} (1+\Delta)^{-7/4} I(\delta), \quad (8)$$

где n_e — концентрация носителей,

$$I(\delta) = \int_0^\infty \frac{x e^{-x}}{1 + e^{-\delta x}} dx, \quad \delta = \frac{4k_0 T}{\hbar \omega} \frac{\Delta}{(1+\Delta)^{1/2}}.$$

Для вырожденного электронного газа электропроводность принимает вид

$$\sigma_{xx}^{\text{d}}(H) = \frac{8e^2 \bar{\xi} \hbar^2 \rho v^2}{E_1^2 m_x m_y \omega S k_0 T} (1+\Delta)^{-5/4} \frac{1}{1 + e^{-\delta_1}}, \quad (9)$$

$$\delta_1 = \frac{4\bar{\xi}}{\hbar \omega} \frac{\Delta}{(1+\Delta)^{1/2}}, \quad \bar{\xi} = \xi - \frac{\hbar \omega}{2} [1 + (1+\Delta)^{1/2}],$$

где ξ — химический потенциал, $\bar{\xi}$ — химический потенциал, отсчитываемый от дна нижайшей зоны КП в поперечном магнитном поле, S — площадь сечения КП. Соотношение (9) справедливо, если учесть, что при невысоких температурах

$$n_\alpha(1 - n_\alpha) \approx \delta \left(\frac{E_\alpha - \xi}{k_0 T} \right).$$

Химический потенциал, если рассматривать нижайшее состояние, вычисляется обычным способом [16] и определяется соотношением

$$\bar{\xi} = \frac{(\pi \hbar n_e S)^2}{8m_x(1+\Delta)} = \frac{\xi_0}{1+\Delta}, \quad (10)$$

ξ_0 — химический потенциал, отсчитываемый от дна нижайшей зоны КП в отсутствие магнитного поля.

Заметим, что при $\Delta = 0$ соотношения (8), (9) описывают электропроводность в КП в рассматриваемой модели в отсутствие магнитного поля. Согласно (8) для невырожденного электронного газа

$$\sigma_{xx}^{\text{nd}}(0) = \frac{2n_e e^2 \hbar^3 \rho v^2}{E_1^2 m_x m_y \omega} \sqrt{\frac{2\pi}{m_x k_0 T}}. \quad (11)$$

Уменьшение электропроводности (следовательно, и подвижности) с ростом T в КП Вi различного диаметра наблюдалось в области $T > 10$ К в работах [1,2,5].

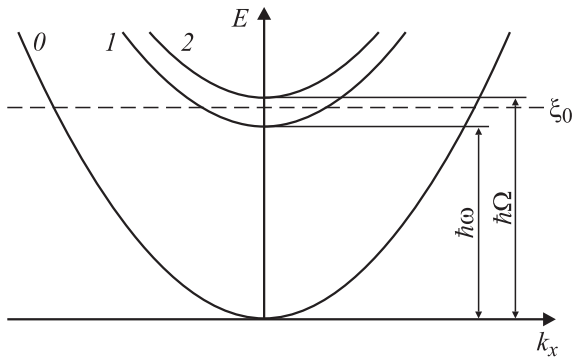


Рис. 1. Зависимость энергии электронов в квантовой проволоке в поперечном магнитном поле от волнового вектора.

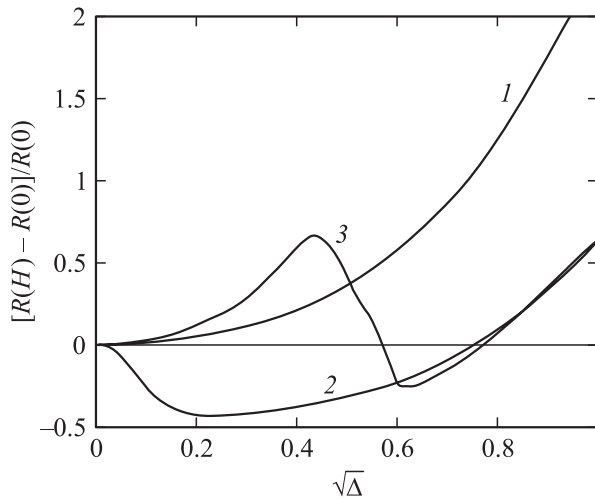


Рис. 2. Зависимости поперечного магнетосопротивления от магнитного поля H . Кривые 1, 2, 3 получены соответственно для $\xi_0 = 0.6\hbar\omega$, $\xi_0 = \hbar\omega$, $\xi_0 = 1.1\hbar\omega$. $\Delta = (eH/c)^2/m_x m_y \omega^2$, $\hbar\omega$ — шаг размерного квантования квантовой проволоки.

При увеличении диаметра КП (соответственно уменьшении ω) происходит увеличение подвижности, на что указывалось в работе [7] при исследовании явлений переноса в кремниевых КП.

Как непосредственно следует из (8), (9), относительное изменение поперечного магнетосопротивления (ПМС) нанопроволок $[R(H) - R(0)]/R(0)$ ($R(0)$ — сопротивление КП при $H = 0$) от величины магнитного поля носит немонотонный характер. Для исследования особенностей ПМС от величины магнитного поля рассмотрим три электронные зоны согласно (6) (рис. 1). Нижняя парабола (0) соответствует нижайшему состоянию ($n_1 = n_2 = 0$), парабола (1) описывает первую размерно-квантованную зону ($n_1 = 0, n_2 = 1$) и парабола (2) описывается квантовыми числами $n_1 = 1, n_2 = 0$. Заметим, что в отсутствие магнитного поля ($\hbar\Omega = \hbar\omega$) размерно-квантованная зона (1) двукратно вырождена.

Если химический потенциал в отсутствие магнитного поля ξ_0 находится выше дна первой размерно-

квантованной зоны (1), то с ростом H ПМС возрастает (кривая 3, рис. 2), зона (2) поднимается и при $\hbar\omega(1 + \Delta)^{1/2} \approx \xi$ (дно зоны (2) касается химического потенциала) возникает максимум ПМС ($\sqrt{\Delta} \approx 0.46$). При дальнейшем увеличении магнитного поля дно зоны (2) проходит через химический потенциал ξ , вероятность рассеяния $1/\tau_\alpha$ уменьшается и сопротивление КП резко падает, достигая минимального значения. Заметим, что максимум ПМС тем отчетливее, чем больше ξ_0 , а величина минимума ПМС тем больше, чем ближе ξ_0 к дну первой размерно-квантованной зоны (1) в отсутствие магнитного поля. Последующее увеличение магнитного поля приводит к уменьшению химического потенциала и в соответствии с (9) к уменьшению электропроводности, т.е. монотонному росту ПМС. Именно такая зависимость ПМС от H экспериментально наблюдалась в нанопроволоках Bi при $\mathbf{H} \parallel C_2$ [6].

В случае, когда химический потенциал в отсутствие магнитного поля совпадает либо чуть ниже дна первой размерно-квантованной зоны ($\xi_0 \leq \hbar\omega$), при малых H имеется область отрицательного магнетосопротивления (до нескольких десятков процентов) последующее увеличение H приводит к росту ПМС (кривая 2 на рис. 2). Такое поведение поперечного магнетосопротивления экспериментально наблюдалось в КП Bi при $\mathbf{H} \parallel C_s$ [6].

В КП малого диаметра ($d \approx 48$ нм) размерное квантование оказывается большим и химический потенциал в отсутствие магнитного поля может находиться в нулевой квантованной зоне. С ростом магнитного поля химический потенциал уменьшается, а ПМС монотонно увеличивается (кривая 1 на рис. 2 получена при $\xi_0 = 0.6\hbar\omega$). Именно монотонный рост ПМС экспериментально наблюдался в нанопроволоках Bi малого диаметра [2].

4. Вычислим электропроводность в КП с потенциалом (5) в продольном магнитном поле. Волновая функция для носителя в КП рассматриваемой модели легко вычисляется по аналогии с [17] и определяется соотношением

$$\psi_\alpha(\mathbf{r}) = A \frac{e^{ik_x x} e^{im\varphi}}{\sqrt{2\pi L_x}} e^{-\xi/2} \xi^{|m|/2} W(a, |m| + 1, \xi). \quad (12)$$

Здесь

$$\xi = \frac{\rho^2}{2R^2} \delta, \quad \rho^2 = y^2 + z^2, \quad \delta^2 = 1 + \left(\frac{2\omega}{\omega_y}\right)^2,$$

A — нормировочная константа, $W(a, b, \xi)$ — функция Куммера, a определяется из граничных условий, L_x — длина КП в направлении Ox .

Собственные значения энергии:

$$E_\alpha = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_x} + \frac{\hbar\omega_y}{2} m + \frac{\hbar\omega_y \delta}{2} (|m| + 1 - 2a).$$

Обратное время релаксации, согласно (2), с учетом упругого рассеяния носителей на длинноволновых коле-

баниях в одной размерно-квантованной зоне записывается в виде

$$\frac{1}{\tau_\alpha} = \gamma_\alpha \frac{1}{|k_x|}, \quad (13)$$

$$\gamma_\alpha = \frac{2E_1^2 m_x k_0 T L_x}{\rho v^2 \hbar^3} \int d\mathbf{r} |\psi_\alpha(\mathbf{r})|^4.$$

Если подставить (2) в (13), то нетрудно получить

$$\gamma_\alpha = \frac{E_1^2 m_x k_0 T \delta}{\rho v^2 \hbar^3 R^2} \frac{B(q)}{[C(q)]^2}. \quad (14)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$q = \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \frac{\delta}{2},$$

$$B(q) = \int_0^q [W(a, |m| + 1, \tau)]^4 e^{-2\tau} \tau^{2|m|} d\tau,$$

$$C(q) = \int_0^q [W(a, |m| + 1, \tau)]^2 e^{-\tau} \tau^{|m|} d\tau.$$

Если подставить (13) в (1) и проинтегрировать по k_x , то продольная электропроводность для нижней размерно-квантованной зоны (соответствующее значение $\gamma_\alpha = \gamma_0$) принимает вид

$$\sigma_{xx} = \frac{4e^2 k_0 T}{\pi^2 \hbar^3 R_0^2 \gamma_0} \ln(1 + e^{\beta_0 \xi_0}). \quad (15)$$

Здесь учтено, что

$$n_\alpha = \frac{1}{1 + \exp[(E_\alpha - \xi)/k_0 T]}, \quad p_{\alpha\alpha}^x = \hbar k_x, \quad \beta_0 = 1/k_0 T.$$

В частности, для невырожденного (nd) электронного газа

$$e^{\beta_0 \xi_0} = \frac{\pi^2 n_e \hbar R_0^2}{\sqrt{2\pi m_x k_0 T}} \ll 1$$

и

$$\sigma_{xx}^{\text{nd}} = \frac{2e^2 n_e}{\pi \hbar \gamma_0} \left[\frac{2\pi}{m_x \beta_0} \right]^{1/2}. \quad (16)$$

Для вырожденного (d) электронного газа $e^{\beta_0 \xi_0} \gg 1$ и

$$\sigma_{xx}^{\text{d}} \approx \frac{4e^2}{\pi^2 \hbar^2 R_0^2 \gamma_0} \xi_0. \quad (17)$$

Если $q \gg 1$, т.е. радиус КП R_0 значительно больше магнитной длины R , и высота параболического потенциала КП такова, что в ней находится много размерно-квантованных уровней [15], то волновая функция везде конечна, если $a = -n$ [18]. Тогда

$$W(-n, |m| + 1, \tau) = \frac{n! |m|!}{(n + |m|)!} L_n^{|m|}(\tau),$$

$$E_\alpha = E_{k_x n m} = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_x} + \frac{\hbar \omega_y \delta}{2} [2n + |m| + 1] + \frac{m \hbar \omega_y}{2},$$

где $L_n^{|m|}(\tau)$ — обобщенные полиномы Лагерра.

В рассматриваемом случае для нижней размерно-квантованной зоны ($n = m = 0$)

$$\gamma_0 = \gamma_p = \frac{E_1^2 m_x k_0 T \delta}{2\pi \rho v^2 \hbar^3 R^2}, \quad (18)$$

и продольная (p) электропроводность принимает вид

$$\sigma_{xx}^p = \frac{8e^2 \rho v^2 \hbar R^2}{\pi E_1^2 m_x R_0^2 \delta} \ln(1 + e^{\beta_0 \xi_0}). \quad (19)$$

Продольная электропроводность с ростом магнитного поля монотонно убывает.

При небольших значениях напряженности магнитного поля ($q < 1$) функцию Куммера можно разложить по функциям Бесселя [19]. В цилиндрической КП с бесконечным потенциалом ($\omega = 0$) $\delta = 1$. Собственные значения E_α для нижайшего состояния с учетом (3) с точностью до H^2 определяются соотношением

$$E_\alpha = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_x} + E_{10} + \frac{(\hbar \omega_y)^2}{48 E_{10}} [(\beta_{10})^2 - 2].$$

Электропроводность в нижайшей размерно-квантованной зоне КП с точностью до H^4 записывается в виде

$$\sigma_{xx} \approx \sigma_{xx}(0) \left[1 - \left(0.057 \frac{R_0^2}{R^2}\right)^2 + \left(0.052 \frac{R_0^2}{R^2}\right)^4 \right], \quad (20)$$

где

$$\sigma_{xx}(0) = \frac{e^2 \hbar \rho v^2}{\pi E_1^2 m_x} \ln(1 + e^{\beta_0 \xi_0})$$

— электропроводность в отсутствие магнитного поля.

Как следует из (20), при $(R_0/R)^2 < 1$ третье слагаемое значительно меньше второго и поправка к электропроводности практически пропорциональна квадрату напряженности магнитного поля. Именно такая зависимость экспериментально наблюдалась в широкой области температур ($T > 10$ К) в нанопроволоках Bi [1,2]. Согласно (20), магнетосопротивление равно

$$\frac{\Delta R(H)}{R(0)} \approx \left(\frac{0.057 R_0^2}{R^2} \right)^2,$$

что согласуется с экспериментальными данными для КП диаметром 36 нм [2].

5. Таким образом, рассмотренная выше модель КП в однородном магнитном поле различных ориентаций при учете взаимодействия носителей с длинноволновыми решеточными колебаниями качественно объясняет экспериментальные данные по электропроводности в КП Bi. В области низких температур $T < 5$ К при сравнении теории с экспериментальными результатами необходимо учитывать рассеяние носителей на примесях в легированных КП и на поверхности исследуемой размерно-квантованной системы. Последнее обстоятельство может оказаться очень важным в присутствии магнитного поля, когда магнитный радиус соизмерим с радиусом квантовой проволоки.

Работа частично финансирована Cooperativ CRDF, Grant MO-E12603-SI-04.

Список литературы

- [1] Zhibo Zhang, Xiangzhong Sun, M.S. Dresselhaus, Jackie Y. Ying, J. Heremans. *Phys. Rev. B*, **61**, 4850 (2000).
- [2] J. Heremans, C.M. Thrush, Yu-Ming Lin, S. Cronin, Z. Zhang, M.S. Dresselhaus, J.F. Mansfield. *Phys. Rev. B*, **61**, 2921 (2000).
- [3] Yu-Ming Lin, M.S. Dresselhaus. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 3567 (2003).
- [4] J. Heremans, C.M. Thrush, Z. Zhang, X. Sun, M.S. Dresselhaus, J.Y. Ying, T.D. Morelli. *Phys. Rev. B*, **58**, 10 091 (1998).
- [5] Yu-Ming Lin, S.B. Cronin, J.Y. Ying, M.S. Dresselhaus, J.P. Heremans. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 3944 (2000).
- [6] A. Nikolaeva, D. Gitsu, T. Huber, L. Konopko. *Physica B*, **346–347**, 282 (2004).
- [7] G.D. Sanders, C.J. Stanton, Y.C. Chang. *Phys. Rev. B*, **48**, 11 067 (1993).
- [8] A. Gold, A. Ghazali. *Phys. Rev. B*, **41**, 7626 (1990).
- [9] H. Bruns, K. Flensberg, H. Smith. *Phys. Rev. B*, **48**, 11 144 (1993).
- [10] В.А. Гейлер, В.А. Маргулис, Л.И. Филина. *ЖЭТФ*, **113**, 1376 (1998).
- [11] M. Massale, N.C. Constantinou. *Phys. Rev. B*, **48**, 11 128 (1993).
- [12] C.W.J. Beenakker, H. Van Houten. In: *Solid State Physics*, ed. by H. Ehrenreich, D. Tumbull (N.Y., Academic Press, 1991) v. 44, p. 83.
- [13] Э.П. Сиявский, Р.А. Хамидуллин. *ФТП*, **36**, 989 (2002).
- [14] N.C. Constantinou, B.K. Ridley. *J. Phys.: Condens. Matter*, **1**, 2283 (1989).
- [15] E.P. Sinyavskii, S.M. Sokovnich, F.I. Pasechnik. *Phys. St. Sol. (b)*, **209**, 55 (1998).
- [16] Б.М. Аскеров. *Кинетические эффекты в полупроводниках* (Л., Наука, 1970).
- [17] N.C. Constantinou, M. Massale, D.R. Tilley. *J. Phys.: Condens. Matter*, **4**, 4499 (1992).
- [18] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика (нерелятивистская теория)* (М., Наука, 1974).
- [19] *Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами*, под ред. А. Абрамовица, И. Стиган (М., Наука, 1979).

Редактор Т.А. Полянская

Conductivity of quantum wires in a uniform magnetic field

E.P. Sinyavskii, R.A. Khamidullin

Institute of Applied Physics,
Academy of Sciences of Moldova,
MD-2028 Kishinev, Moldova

Abstract We investigate the peculiarities for the steady-state conductivity in quantum wires in a magnetic field of various orientations for degenerated and nondegenerated electronic gas. Calculation of conductivity was carried out the frame of the Kubo formalism taking into account the carrier elastic scattering on long-wave vibrations. Final theoretical results for the conductivity are compared with the experimental data. In particular, suggested models of the quantum-wire conductivity makes it possible to explain the nonmonotonic dependence of the transverse magnetoresistivity on the value of the magnetic field.