

Особенности подвижности в нанопроволоках в поперечных электрическом и магнитном полях

© Э.П. Синявский^{*✉}, С.А. Карапетян^{+✉}

* Институт прикладной физики Академии наук Молдовы,
MD-2028 Кишинев, Молдова

+ Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко,
MD-3300 Тирасполь, Молдова

(Получена 17 апреля 2013 г. Принята к печати 21 мая 2013 г.)

Исследуется влияние электрического поля \mathbf{E} , направленного перпендикулярно оси квантовой проволоки и магнитного поля \mathbf{H} ($\mathbf{H} \perp \mathbf{E}$, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{E}$), на электропроводность в модели параболического потенциала. Показано, что при учете взаимодействия носителей с шероховатой поверхностью наноструктуры с ростом E подвижность μ описывается немонотонной осциллирующей кривой. Предложена физическая интерпретация такого поведения μ от E . Обсуждаются особенности, возникающие в подвижности в присутствии поперечного магнитного поля.

В присутствии однородного квантующего магнитного поля энергетический спектр носителей в квантовых проволоках заметным образом меняется. В модели параболического потенциала для нанопроволок радиуса R энергия электрона с учетом анизотропии эффективных масс (магнитное поле \mathbf{H} направлено перпендикулярно оси наноструктуры, электрическое поле \mathbf{E} параллельно \mathbf{H}) определяется аналогично [1]:

$$E_{k_{x,n,m}} = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_x^*} + \hbar\Omega_y \left(n + \frac{1}{2} \right) + \hbar\omega_z \left(m + \frac{1}{2} \right) - \Delta_c, \quad (1)$$

$$m_x^* = m_x \left(\frac{\Omega_y}{\omega_y} \right)^2, \quad \Omega_y^2 = \frac{m_x}{m_y} (\omega_x^c)^2 + \omega_y^2,$$

$$\omega_x^c = \frac{eH}{m_x c}, \quad \omega_i = \frac{1}{R} \left[\frac{2\Delta E_c}{m_i} \right]^{1/2}, \quad \Delta_c = \frac{(eER)^2}{4\Delta E_c},$$

где k_x — волновой вектор электрона вдоль оси квантовой проволоки; $\hbar\omega_z$, $\hbar\Omega_y$ — энергии размерного квантования; ΔE_c — высота потенциальной энергии на границе наноструктуры.

Заметим, что с ростом напряженности электрического поля дно размерно-квантованной зоны проводимости опускается в область запрещенной зоны.

Расчет тензора электропроводности проведем с использованием формулы Кубо [2] (слабое тянущее электрическое поле направлено вдоль оси нанопроволоки). В приближении времени релаксации [3] электропроводность записывается следующим образом (недиагональные по осцилляторному квантовому числу матричные элементы оператора импульса при разумных параметрах КП дают незначительный вклад в искомую электропроводность):

$$\sigma_{xx} = \frac{2e^2 \hbar^2}{k_0 T V m_x^{*2}} \sum_{\alpha} k_x^2 \tau_{\alpha} n_{\alpha} (1 - n_{\alpha}). \quad (2)$$

$1/\tau_{\alpha}$ описывает квантово-механическую вероятность рассеяния носителей в единицу времени, n_{α} — равновесная функция распределения электронов с энергией E_{α} ,

[✉] E-mail: sinyavskii@gmail.com

[✉] E-mail: karapetyan.sa@gmail.com

V — объем исследуемой квантовой системы, k_0 — постоянная Больцмана, T — температура.

В дальнейшем рассмотрим случай рассеяния заряженных частиц на шероховатой поверхности наносистемы [4], который является доминирующим при малых радиусах квантовой проволоки и низких температурах. При этом энергию взаимодействия носителей с шероховатой поверхностью записываем в следующем виде [4,5]:

$$W_{\alpha} = \frac{\partial E_{\alpha}}{\partial R} \Delta(x) \equiv V_{\alpha} \Delta(x), \quad (3)$$

$$V_{\alpha} = -\frac{1}{R} \left[\left(\frac{\omega_y \omega_x^c}{\Omega_y^2} \right)^2 \frac{m_y}{m_x} \frac{\hbar^2 k_x^2}{m_x} + \hbar\omega_y \left(\frac{\omega_y}{\Omega_y} \right) \left(n + \frac{1}{2} \right) + \hbar\omega_z \left(m + \frac{1}{2} \right) + 2\Delta_c \right],$$

$\Delta(x)$ — случайная функция.

Для δ -образной флуктуации поверхности автокорреляционная функция для различных точек поверхности имеет вид

$$[\Delta(x)\Delta(x')] = \gamma_0 \delta(x - x'),$$

а усреднение проводится по реализации случайного процесса. Как непосредственно следует из (3), с ростом напряженности поперечного электрического поля \mathbf{E} взаимодействие электрона с шероховатой поверхностью увеличивается. Расчет времени релаксации с учетом (3) проводится аналогично [6].

В результате

$$\frac{1}{\tau_{\alpha}} = \Gamma_{\alpha} \frac{1}{|k_x|}, \quad \Gamma_{\alpha} = \frac{2\gamma_0 m_x^*}{\hbar^3} V_{\alpha}^2. \quad (4)$$

Заметим, что время релаксации (4) в точности равно транспортному времени релаксации, используемому при решении кинетического уравнения Больцмана.

Далее будем рассматривать низкие температуры, когда $\hbar\omega_z \gg k_0 T$, поэтому зависимостью V_{α} от волнового

вектора электрона можно пренебречь. В этом естественном приближении соотношение (2) после интегрирования по k_x , можно записать:

$$\sigma_{xx} = \frac{2e^2\hbar}{\beta_0\pi^2 m_x^* \gamma_0} \times \sum_{nm} \frac{\ln[1 + \exp(\beta_0 \xi_{nm})]}{\left[\hbar\omega_y \frac{\omega_y}{\Omega_y} \left(n + \frac{1}{2}\right) + \hbar\omega_z \left(m + \frac{1}{2}\right) + 2\Delta_c \right]^2}, \quad (5)$$

ξ — химический потенциал исследуемой наносистемы. Аналогично можно записать σ_{xx} для дырок в Т-валентной зоне полуметалла Vi. В этом случае в (5) эффективные массы электронов нужно заменить на соответствующие массы дырок μ_x , μ_y , μ_z , а ξ на $-\xi + \Delta_0$ (Δ_0 определяется перекрытием Т-валентной зоны и зоны проводимости, $\Delta_0 \approx 39$ мэВ [7]).

Энергия электронов в валентной зоне определяется соотношением

$$E_\alpha^v = \Delta_0 - \frac{\hbar^2 k_x^2}{2\mu_x^*} - \hbar\tilde{\Omega}_y \left(n + \frac{1}{2}\right) - \hbar\tilde{\omega}_z \left(m + \frac{1}{2}\right) + \Delta_v.$$

Здесь обозначено

$$\mu_x^* = \mu_x \left(\frac{\tilde{\Omega}_y}{\tilde{\omega}_y}\right)^2, \quad \tilde{\Omega}_y^2 = \frac{\mu_x}{\mu_y} (\tilde{\omega}_x^c)^2 + \tilde{\omega}_y^2,$$

$$\tilde{\omega}_x^c = \frac{eH}{\mu_x c}, \quad \tilde{\omega}_i = \frac{1}{R} \left[\frac{2\Delta E_v}{\mu_i}\right]^{1/2}, \quad \Delta_v = \frac{(eER)^2}{4\Delta E_v},$$

$\hbar\tilde{\omega}_z$ — энергия размерного квантования в валентной зоне, ΔE_v — высота потенциальной энергии для дырок на границе квантовой проволоки.

Следовательно, подвижность носителей (электронов и дырок) в нанопроволоке записывается следующим образом:

$$\mu = \frac{eR^2\hbar^2}{m_x^*\gamma_0} \frac{1}{\sqrt{2\mu_x^*\beta_0} \sum_{nm} F(\xi_{nm})} \times \sum_{nm} \frac{\ln[1 + \exp(\beta\xi_{nm})]}{\left[\hbar\omega_y \frac{\omega_y}{\Omega_y} \left(n + \frac{1}{2}\right) + \hbar\omega_z \left(m + \frac{1}{2}\right) + 2\Delta_c \right]^2} + \frac{eR^2\hbar^2}{\mu_x^*\gamma_0} \frac{1}{\sqrt{2\mu_x^*\beta_0} \sum_{nm} F(\tilde{\xi}_{nm})} \times \sum_{nm} \frac{\ln[1 + \exp(\beta\tilde{\xi}_{nm})]}{p \left[\hbar\tilde{\omega}_y \frac{\tilde{\omega}_y}{\tilde{\Omega}_y} \left(n + \frac{1}{2}\right) + \hbar\tilde{\omega}_z \left(m + \frac{1}{2}\right) + 2\Delta_c \right]^2}, \quad (6)$$

$$F(\xi_{nm}) = \int_0^\infty \frac{dx}{\exp(x^2 - \beta\xi_{nm}) + 1},$$

$$\tilde{\xi}_{nm} = -\xi - \hbar\tilde{\Omega}_y \left(n + \frac{1}{2}\right) - \hbar\tilde{\omega}_z \left(m + \frac{1}{2}\right) + \Delta_0 + \Delta_v,$$

p — число С зон, участвующих в процессах электропроводности. Если магнитное поле направлено вдоль

оси OZ , а постоянное поперечное электрическое поле \mathbf{E} перпендикулярно \mathbf{H} , то подвижность, как показывают расчеты, тоже описывается соотношением (6).

Химический потенциал ξ находится из условия электронейтральности исследуемой квантовой проволоки (число электронов в p -зонах проводимости равно числу дырок в валентной зоне):

$$p \left(\frac{m_x^*}{\mu_x^*}\right)^{1/2} \sum_{nm} F(\xi_{nm}) = \sum_{nm} F(\tilde{\xi}_{nm}). \quad (7)$$

Как непосредственно следует из (7), величина химического потенциала ξ зависит от радиуса нанопроволоки, температуры и определяется напряженностью электрического и магнитного полей. Заметим, что химический потенциал с ростом напряженности поперечного электрического поля увеличивается.

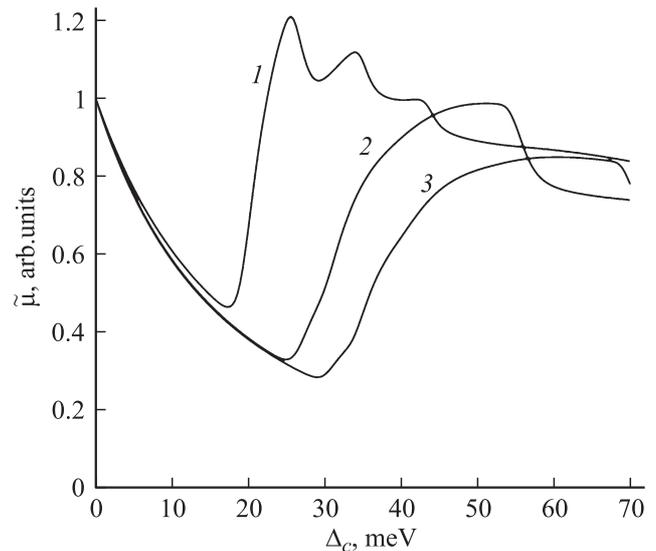
Дальнейшие оценки будем проводить для параметров, близких к полуметаллу Vi: $m_x = 0.0011m_0$, $m_y = 0.26m_0$, $m_z = 0.0045m_0$, $\mu_x = \mu_y = 0.059m_0$, $\mu_z = 0.634$ [7], $\Delta E_c = 0.5$ эВ, $\Delta E_v = 0.3$ эВ (m_0 — масса свободного электрона). При этих параметрах

$$\hbar\omega_y = \frac{4.9}{R_0} \text{ (эВ)}, \quad \hbar\omega_z = \frac{37.6}{R_0} \text{ (эВ)},$$

$$\hbar\tilde{\omega}_y = \frac{8}{R_0} \text{ (эВ)}, \quad \hbar\tilde{\omega}_z = \frac{2.4}{R_0} \text{ (эВ)}$$

(R_0 — радиус нанопроволоки в ангстремах).

На рисунке приведены численные расчеты зависимости подвижности (в отн. ед.) от напряженности поперечного электрического поля. Кривые 1, 2, 3 получены при $\delta = 0$, $\delta = 0.05$, $\delta = 0.1$ соответственно ($\delta = (\frac{\omega_x^c}{\omega_y})^2$). При малых значениях Δ_c электронный газ (при рассмотренных параметрах квантовой проволоки) является невырожденным, поэтому с ростом напряженности



Зависимости подвижности в отн. ед. $\tilde{\mu} = \mu(E)/\mu(0)$ от электрического поля.

поперечного электрического поля μ уменьшается [8]. Кривая I (подвижность в отсутствие магнитного поля) описывается тремя максимумами. Такое поведение μ от E можно понять, если учесть, что в рассматриваемой модели квантовой проволоки плотность энергетических состояний в размерно-квантованной зоне проводимости определяется соотношением

$$\rho(E) \approx \sum_{n,m} \left(\varepsilon - \hbar\Omega_y \left(n + \frac{1}{2} \right) - \hbar\omega_z \left(m + \frac{1}{2} \right) - \Delta_c \right)^{-1/2}.$$

Следовательно, если характерная энергия носителя (для вырожденного электронного газа это химический потенциал)

$$\varepsilon = \hbar\Omega_y \left(n + \frac{1}{2} \right) - \hbar\omega_z \left(m + \frac{1}{2} \right) - \Delta_c,$$

то в плотности энергетических состояний возникают корневые особенности. Последнее обстоятельство приводит к особенностям подвижности в квантовой проволоке. Первый пик связан с пересечением химического потенциала нижайшего состояния размерно-квантованной C зоны ($n = 0, m = 0$), второй пик возникает из-за пересечения химического потенциала дна первой размерно-квантованной зоны ($m = 0, n = 1$), третий пик — из-за пересечения химического потенциала второй размерно-квантованной зоной ($m = 1, n = 1$). С ростом напряженности магнитного поля дно размерно-квантованной зоны проводимости поднимается в область больших значений энергии, поэтому пересечение химического потенциала наступает при больших значениях Δ_c . Именно по этой причине первый пик кривой 2 сдвинут по отношению первого пика кривой 1 в область больших значений напряженности поперечного электрического поля.

Заметим, что, согласно (7), подвижность с ростом напряженности магнитного поля уменьшается. Это связано с тем, что эффективные массы электронов (дырок) в однородном поперечном магнитном поле увеличиваются (в $(\Omega_y/\omega_y)^2$ раз для электронов и в $(\tilde{\Omega}_y/\tilde{\omega}_y)^2$ раз для дырок).

Список литературы

- [1] В.А. Гейлер, В.А. Маргулис, Л.И. Филина. ЖЭТФ, **113**, 4, 1376 (1998).
- [2] R. Kubo. J. Phys. Soc. Jpn., **12**, 570 (1957).
- [3] Э.П. Сиявский, Р.А. Хамидуллин. ФТП, **36**, 989 (2002).
- [4] H. Sakaki, T. Noda, K. Hirakawa, K. Tanaka, T. Matsusue. Appl. Phys. Lett., **51**, 1934 (1987).
- [5] J. Motohisa, H. Sakaki. Appl. Phys. Lett., **60**, 1315 (1992).
- [6] Э.П. Сиявский, С.А. Карапетян. ФТП, **45** (8), 1062 (2011).
- [7] A.J. Levin, M.R. Black, M.S. Dresselhaus. Phys. Rev. B, **79**, 165 117 (2009).
- [8] Э.П. Сиявский, С.А. Карапетян. ФТП, **46** (8), 1032 (2012).

Редактор Т.А. Полянская

Features of mobility in the nanowires in a transverse electric and magnetic fields

*E.P. Sinyavskii**, *S.A. Karapetyan*⁺

* Institute of Applied Physics of the Academy of Sciences of Moldova, MD-2028 Chisinau, Moldova
+ T.G. Shevchenko Pridnestrovskii State University, MD-3300 Tiraspol, Moldova

Abstract In this research is investigated an influence of the electric field \mathbf{E} , directed perpendicularly to quantum wire axis and electric field \mathbf{H} ($\mathbf{H} \perp \mathbf{E}$, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{E}$), on the mobility μ in the model of parabolic potential. It is shown that taking into account the interactions of carriers with a rough surface of nanostructures with increasing E the mobility μ is described by a nonmonotonic oscillating curve. A physical interpretation of this behavior of μ in terms of E . The peculiarities arising in the mobility in the presence of a transverse magnetic field are discussed in the research.