ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК АРМЕНИИ
NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA
ДОКЛАДЫ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ REPORTS

Հատոր Том Volume 112 2012 № 1

ФИЗИКА

УДК 537.311

Академик Э. М. Казарян[1], Н. Г. Агекян[1], А. А. Саркисян[1,2]

Одноэлектронный ток в цилиндрическом нанослое

(Представлено 21/XI 2011)

Ключевые слова: *цилиндрический нанослой, ток спинового магнитного момента*

1. Введение. Слоистые наноструктуры продолжают оставаться в центре внимания исследователей как с сугубо академической точки зрения, так и с точки зрения их непосредственного приложения в наноэлектронике (см. напр. [1]). В таких системах расширяются возможности управления энергетическим спектром носителей заряда путем изменения геометрических параметров изучаемых образцов [2]. Электронными уровнями в наноструктурах можно управлять также с помощью внешних полей, следовательно, диапазон "управляемости" их физическими свойствами чрезвычайно широк. Поэтому актуальным становится вопрос детального изучения различных характеристик нанослоев: коэффициентов межзонного и внутризонного поглощения [3, 4], баллистической проводимости [5], орбитального и спинового токов [6] и т.д. Примечательно, что наряду с орбитальным одноэлектронным током при учете спина электрона возникает также ток спинового магнитного момента [7], который при определенных условиях может играть важную роль и исследованию которого посвящено данное сообщение.

2. Теория. Рассмотрим цилиндрический нанослой, ограничивающий потенциал которого в радиальном направлении описывается двумерным радиальным аналогом потенциала Винтерница – Смородинского [8]:

$$V_{conf}^{rad}\left(\rho\right)=\frac{\alpha}{\rho^{2}}+\beta\rho^{2}-2\sqrt{\alpha\beta}\ , \tag{1}$$

где α и β – параметры, характеризующие цилиндрический нанослой. В направлении оси нанослоя потенциал ограничения будем рассматривать в рамках прямоугольной бесконечно глубокой ямы с шириной L. Пусть на систему наложено также однородное аксиальное магнитное поле $\vec{B}$, которому соответствует калибровка вида

$$\vec{A}=\left\{A_{\rho}=0,\ A_{\varphi}=\frac{B\rho}{2},\ A_{z}=0\right\}. \tag{2}$$

В случае указанной калибровки в уравнении Шредингера переменные разделяются и с учетом спина электрона получаются следующие двумерное и одномерное уравнения:

$$\left\{\begin{matrix}-\frac{\hbar^{2}}{2\mu}\left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial}{\partial\rho}\right)+\frac{1}{\rho^{2}}\frac{\partial^{2}}{\partial\varphi^{2}}\right)-\frac{i\hbar\omega_{c}}{2}\frac{\partial}{\partial\varphi}+\frac{\mu\omega_{c}^{2}}{8}\rho^{2}+\\ V_{conf}^{rad}\left(\rho\right)-\mu^{*}B\hat{\sigma}_{z}\end{matrix}\right\}\psi\left(\rho,\varphi\right)\chi_{s_{z}}=E_{n_{\rho},m,s_{z}}\psi\left(\rho,\varphi\right)\chi_{s_{z}}\ , \tag{3}$$

$$\left\{-\frac{\hbar^{2}}{2\mu}\frac{d^{2}}{dz^{2}}+V_{conf}^{OZ}\left(z\right)\right\}f\left(z\right)=E_{n_{z}}f\left(z\right), \tag{4}$$

где μ^{*} – магнитный момент электрона (в случае $GaAs$ $\mu^{*}=g_{L}\mu_{B},\mu_{B}=\frac{e\hbar}{2\mu c},g_{L}=0,44$), $\hat{\sigma}_{z}$ – z-компонента матрицы Паули, $\omega_{c}=\frac{eB}{\mu c}$ – циклотронная частота, χ_{s} – спиновая волновая функция. В z-представлении по матрицам Паули имеем

$$\hat{\sigma}_{z}=\begin{pmatrix}1&0\\0&-1\end{pmatrix},\ \chi_{s_{z}=1/2}=\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}. \tag{5}$$

Уравнения (3) и (4) являются точно решаемыми, и для волновой функции можем записать

$$\Psi_{n_{\rho},m}^{n,s_{z}}\left(\rho,\varphi,z,s_{z}\right)=D_{n_{\rho},m,n}e^{im\varphi}\rho^{M}e^{-\frac{\rho^{2}}{4a_{\Omega}^{2}}}{}_{1}F_{1}\left(-n_{\rho},M+1,\frac{\rho^{2}}{2a_{\Omega}^{2}}\right)\left\{\begin{matrix}\sin\frac{\pi n}{L}z\,(n=2k)\\ \cos\frac{\pi n}{L}z\,(n=2k+1)\end{matrix}\right\}\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}, \tag{6}$$

где $D_{n_\rho,m,n}$ – нормировочная постоянная, а также введены следующие обозначения:

$$M=\sqrt{m^2+\frac{2\mu\alpha}{\hbar^2}},\ \Omega=\sqrt{\omega_c^2+\frac{8\beta}{\mu}},a_\Omega=\sqrt{\frac{\hbar}{\mu\Omega}}\ . \tag{7}$$

Для спектра энергии получим

$$E_{n_\rho,m}^{n,s}=\hbar\omega_c\left(\frac{\Omega}{\omega_c}\left(n_\rho+\frac{M+1}{2}\right)+\frac{m}{2}\right)-2\sqrt{\alpha\beta}+\frac{\pi^2\hbar^2n^2}{2\mu L^2}-2\mu^*Bs_z\ . \tag{8}$$

На основе полученных результатов перейдем к вычислению спинового и орбитального токов в рассматриваемой системе. Как известно, выражение для плотности орбитального тока в магнитном поле имеет вид [7]

$$\vec{j}_{orb}=\frac{ie\hbar}{2\mu}\left(\Psi\vec{\nabla}\Psi^*-\Psi^*\vec{\nabla}\Psi\right)-\frac{e^2}{\mu c}\vec{A}\left|\Psi\right|^2, \tag{9}$$

а для тока спинового магнитного момента

$$\vec{j}_{SMM}=\mu^*c\,rot\left(\Psi^*\hat{\vec{\sigma}}\Psi\right). \tag{10}$$

Вначале рассмотрим орбитальный ток. С учетом симметрии задачи вычисления будем производить в цилиндрических координатах. Так как ρ- и z- части волновой функции (6) являются вещественными функциями, а также, исходя из определения $\vec{\nabla}$ – оператора в цилиндрических координатах можно показать, что ρ- и z- компоненты орбитального тока равны нулю. В свою очередь, для φ-компоненты имеем

$$\left(\vec{j}_{orb}\right)_\varphi=\left(\frac{e\hbar m}{\mu\rho}-\frac{e^2B}{2\mu c}\rho\right)\left|\psi\right|^2\left|f\right|^2. \tag{11}$$

Для определения тока спинового магнитного момента необходимо сперва определить компоненты вектора

$$\bar{\vec{\sigma}}=\mu^*\Psi\hat{\vec{\sigma}}\Psi\ . \tag{12}$$

Непосредственным вычислением, с учетом вида матриц Паули, а также спиновой волновой функции χ_s, можно показать, что $\left(\bar{\bar{\sigma}}\right)_\rho = \left(\bar{\bar{\sigma}}\right)_\varphi = 0$, а для $\left(\bar{\bar{\sigma}}\right)_z$ находим

$$\left(\bar{\bar{\sigma}}\right)_z = 2\mu^* s_z |\psi|^2 |f|^2 . \tag{13}$$

Произведение $\left(|\psi|^2 |f|^2\right)$ зависит только от координат ρ и z, поэтому ненулевой будет только φ-компонента $rot\bar{\bar{\sigma}}$:

$$\left(rot\bar{\bar{\sigma}}\right)_\varphi = -\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\bar{\bar{\sigma}}\right)_z . \tag{14}$$

Окончательно для ненулевой компоненты тока спинового магнитного момента получим

$$\left(\vec{j}_{SMM}\right)_\varphi = -2\mu^* c s_z \left\{\frac{\partial}{\partial\rho}|\psi|^2\right\}|f|^2 . \tag{15}$$

Таким образом, для полного тока $\vec{j}_{tot}$ находим

$$\left(\vec{j}_{tot}\right)_\varphi = \left(\frac{e\hbar m}{\mu\rho} - \frac{e^2 B}{2\mu c}\rho\right)|\psi|^2 |f|^2 - 2\mu^* c s_z \left\{\frac{\partial}{\partial\rho}|\psi|^2\right\}|f|^2 . \tag{16}$$

3. Результаты. Орбитальный ток состоит из двух частей, а именно если учесть, что $\hbar m$ является моментом импульса электрона в состоянии с магнитным квантовым числом m, то становится ясным, что этот член характеризует ток орбитального “движения”. В свою очередь отношение $\frac{eB}{\mu c}$ является циклотронной частотой электрона и будучи умноженным на ρ характеризует линейную скорость его циклотронного “движения”. Таким образом, второй член описывает вклад магнитного поля в $\vec{j}_{tot}$, являясь током частоты Лармора. При этом в отличие от случая квантовой проволоки учет квантования вдоль оси нанослоя Oz приводит к исчезновению орбитального тока вдоль направления магнитного поля. С другой стороны присутствие направления Oz проявляется в наличии множителя $|f|^2$, как в орбитальном токе, так и в токе спинового магнитного момента. Следовательно, в зависимости от того, в какой плоскости $z = const$ рассматривается ток, будут фиксироваться различные его значения при одних и тех же ρ. Наконец отметим еще одно важное обстоятельство. Из выражения (16) следует, что в отсутствие магнитного поля $\vec{B}=0$ для состояний электрона с $m=0$ ненулевой вклад в общий ток будет давать только ток спинового магнитного момента:

$$\left(\vec{j}_{tot}\right)_{\varphi}=-2\mu^{*}cs_{z}\left\{\frac{\partial}{\partial\rho}|\psi|^{2}\right\}|f|^{2}, \tag{17}$$

обусловленный градиентом плотности вероятности радиального распределения электрона.

[1]Российско-Армянский (Славянский) университет

[2]Ереванский государственный университет

Академик Э. М. Казарян, Н. Г. Агекян, А. А. Саркисян

Одноэлектронный ток в цилиндрическом нанослое

Исследованы орбитальный ток и ток спинового магнитного момента электрона в цилиндрическом нанослое. Показано, что при определенных условиях основной вклад в полный ток обусловлен током спинового магнитного момента.

Ակադեմիկոս Է. Մ. Ղազարյան, Ն. Գ. Աղեկյան, Հ. Ա. Սարգսյան

Մեկէլեկտրոնային հոսանքը գլանային նանոշերտում

Հետազոտված են ուղեծրային և սպինային մագնիսական մոմենտի հոսանքները գլանային նանոշերտում: Ցույց է տրված, որ որոշ դեպքերում հիմնական ներդրումը լրիվ հոսանքի մեջ պայմանավորված է սպինային մագնիսական մոմենտի հոսանքով:

Academician E. M. Kazaryan, N. G. Aghekyan, H. A. Sarkisyan

A Single-Electron Current in a Cylindrical Nanolayer

The orbital current and the spin magnetic moment current of an electron in a cylindrical nanolayer are investigated. It is shown that under certain conditions, the main contribution to the total current due to the spin magnetic moment current.

Литература

1. *Lorke A. et al.* - Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 2223.
2. *Казарян Э.М., Саркисян А.А.* Слоистые наноструктуры. В.: Энциклопедия ЮНЕСКО "Нанонаука и нанотехнологии". Ред. О. Аваделькарим, Ч. Бай, С.П. Капица. М. Магистр Пресс. 2011. С. 120.
3. *Harutyunyan V.A.* - Physica E. 2007. V. 39. P. 37.
4. *Zuhair M., Manaselyan A., Sarkisyan H.* - Physica E. 2009. V. 41. P. 1583.
5. *Bellucci S., Onorato P.* - Physica E. 2009. V. 41. P. 1393.
6. *Chakraborty T., Pietiläinen P.* – Physi. Rev. B. 1994. V.50. P. 8460.
7. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. М. Наука. 1989.
8. *Винтерниц П. и др.* – Ядерная физика. 1966. Т. 4. С. 625.