

## ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЙ МАГНЕТИЗМ БАЛЛИСТИЧЕСКИХ НАНОСТРУКТУР

*Л.И.Магарилл и А.В.Чаплик*

*Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН  
630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 21 сентября 1999 г.

После переработки 7 октября 1999 г.

Предсказано возникновение постоянной намагниченности некоторых наноструктур под действием стационарной подсветки. При определенных условиях, определяемых симметрией системы, магнитный момент появляется (или уже имеющийся момент изменяется) даже при линейной поляризации падающей волны.

PACS: 73.20.Dx, 73.50.Pz

Магнитные свойства низкоразмерных структур в баллистическом режиме неоднократно обсуждались в литературе. Орбитальному вкладу в намагниченность подобных объектов посвящен недавний обзор [1], где имеется также подробная библиография вопроса. Возникающие здесь задачи сопряжены с довольно сложными (как правило, численными) расчетами, так как речь идет об ограниченных образцах, причем результат существенно зависит от формы границы. К настоящему времени имеются расчеты для плоской полосы, билиардов в форме квадрата и круга [2], а также для двумерной квантовой точки с параболическим конфайнмент-потенциалом [3]. Орбитальный магнетизм нанотрубок был вычислен Аджики и Андо [4], а авторами данной работы выяснена роль спин-орбитального взаимодействия (СОВ) в намагниченности нанотрубок [5]. С проблемой намагниченности наноструктур тесно связан и вопрос о незатухающих токах (persistent currents) в квантовых кольцах, интерес к которому оживился после экспериментов Майи и др. [6] с одиночным полупроводниковым кольцом в баллистическом режиме. Отметим также существенный прогресс в технике измерения намагниченности 2D электронных систем [7], который делает актуальным вопрос об экспериментальной проверке сделанных расчетов.

Все упомянутые работы посвящены вычислению термодинамически равновесного магнитного момента. В настоящем письме мы обращаем внимание на возможность возникновения при некоторых условиях стационарной, но неравновесной намагниченности под действием электромагнитной волны, падающей на наноструктуру. Механизм обсуждаемого эффекта совершенно очевиден, по крайней мере, для циркулярно поляризованного света: поглощение такого фотона сопровождается передачей системе механического, а следовательно, и магнитного моментов. Менее очевидно, что при определенных условиях, связанных с симметричными свойствами системы, линейно поляризованная волна также вызывает появление постоянного магнитного момента (или изменяет уже имеющуюся намагниченность). В качестве примеров мы рассмотрим квантовую точку с параболическим потенциалом, одномерное квантовое кольцо и нанотрубку.

Нашей целью является вычисление постоянной составляющей неравновесного фотоиндуцированного магнитного момента (ФИММ) системы, находящейся в поле монохроматической электромагнитной волны. При этом мы будем пользоваться ди-

полным (то есть нерелятивистским) приближением и найдем намагниченность, индуцированную электрическим вектором высокочастотного поля. В отсутствие постоянного магнитного поля (и, разумеется, вне ферромагнитной ситуации) магнитный момент системы без подсветки равен нулю. Мы будем искать эффект, линейный по интенсивности  $J$  падающей на систему электромагнитной волны.

**Квантовая точка с параболическим потенциалом.** Пусть 2D электроны движутся в потенциале

$$U_{eff} = \frac{m}{2}(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2). \quad (1)$$

Тогда поставленная задача допускает точное решение, если электрическое поле волны считать пространственно однородным. Независимо от интенсивности подсветки ответ оказывается линейным по  $J$  и может быть найден либо классически, либо в технике квадратичного отклика Кубо, либо путем точного решения уравнения Шрёдингера со временем (осциллятор с движущейся точкой подвеса). В последнем случае мы имеем в виду известное свойство системы  $n$  частиц, движущихся в общем параболическом потенциале и взаимодействующих друг с другом по произвольному закону, зависящему лишь от парных расстояний между частицами (см. [8]). При наложении на такую систему однородного электрического поля движение центра масс полностью отделяется от внутренних степеней свободы, причем внешнее электрическое поле входит только в комбинации с координатой центра масс  $\mathbf{R}_c$ . Соответственно, полная многочастичная волновая функция распадается на множители  $\Psi = \psi(\mathbf{R}_c)\Phi(\rho_k)$ , где  $\rho_k$  – относительные координаты. Функция  $\psi$  соответствует частице с массой  $nm$  и полным зарядом  $ne$  в том же параболическом потенциале и однородном переменном электрическом поле. В случае тождественных частиц  $\psi(\mathbf{R}_c)$  очевидным образом симметрична по всем перестановкам, так что принцип Паули выполняется за счет функции  $\Phi$  и спинового множителя. Оператор магнитного момента системы, будучи квадратичной формой импульсов и координат, также распадается на вклады центра масс и внутренних степеней свободы, но интересующая нас наведенная часть момента, пропорциональная квадрату внешнего поля, связана только с движением центра масс. Таким образом, задача сводится к одночастичной для эффективной частицы с суммарными массой и зарядом.

Вводя феноменологическое время релаксации ("трение" при классическом подходе), легко получить формулу для постоянного магнитного момента квантовой точки <sup>1)</sup>:

$$M = \frac{ne^3\omega}{2m^2c} \frac{\text{Im}[E_{0x}^* E_{0y}(\omega_x^2 + (\nu - i\omega)(\omega_y^2 + (\nu + i\omega)^2)]}{[(\omega_x^2 - \omega^2 + \nu^2)^2 + 4\nu^2\omega^2][(\omega_y^2 - \omega^2 + \nu^2)^2 + 4\nu^2\omega^2]}. \quad (2)$$

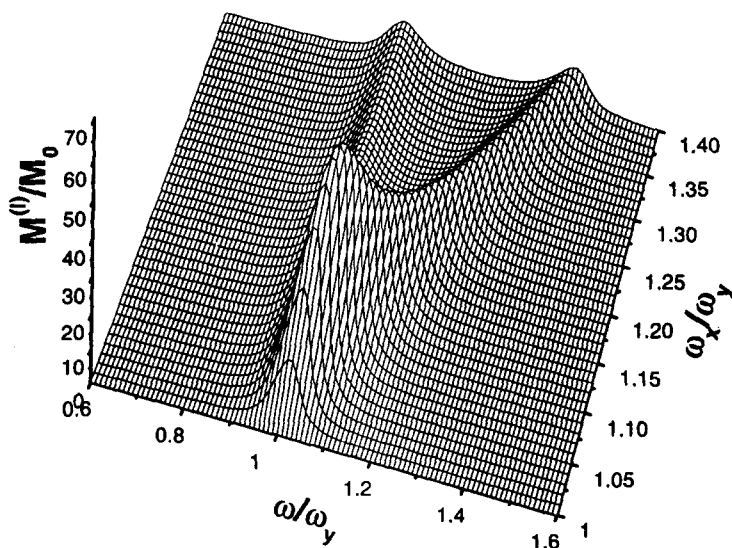
Здесь  $E_0$  – комплексная амплитуда электрического поля волны,  $\nu$  – частота релаксации,  $n$  – число электронов в точке. Интересно отметить, что анизотропия потенциала точки ( $\omega_x \neq \omega_y$ ) делает возможным обсуждаемый эффект даже при

<sup>1)</sup> Корректный учет рассеяния электронов представляет собой отдельную и весьма сложную задачу. Не претендуя на ее решение, мы ограничиваемся в этой работе хорошо известным из литературы (см., например, [9]) приемом: электрическое поле волны адиабатически включается по экспоненциальному закону, а в конечных формулах его декремент отождествляется с обратным временем релаксации.

линейной поляризации волны:

$$M^{(l)} = \frac{ne^3 E_{0x} E_{0y} \omega^2 \nu}{m^2 c} \frac{\omega_x^2 - \omega_y^2}{[(\omega_x^2 - \omega^2 + \nu^2)^2 + 4\nu^2 \omega^2][(\omega_y^2 - \omega^2 + \nu^2)^2 + 4\nu^2 \omega^2]}. \quad (3)$$

Такую возможность можно увидеть из чисто симметричных соображений. Аксиальный вектор наведенного магнитного момента строится из тензора жесткости параболической квантовой точки  $K_{ij} = \partial^2 U_{eff} / \partial x_i \partial x_j$  и вектора электрического поля волны:  $M_i^{(l)} \sim e_{ijk} K_{jm} E_{0m} E_{0k}$ , где  $e_{ijk}$  — абсолютно антисимметричный единичный псевдотензор. Имеется характерная поляризационная зависимость  $M^{(l)}$  вида  $\sin(2\theta)$ , где  $\theta$  — угол между электрическим вектором волны  $\mathbf{E}_0$  и осью  $x$ . Момент  $M^{(l)}$  немонотонно зависит от степени анизотропии. Трехмерный график  $M^{(l)}(\omega, \omega_x)$  при  $\omega_y = \text{const}$  приведен на рисунке. Намагниченность мала как при малой, так и при большой анизотропии. В последнем случае момент уменьшается из-за малой величины среднего прицельного параметра (сильно вытянутая квантовая точка).



Зависимость наведенного магнитного момента от частоты волны и степени анизотропии квантовой точки;  $M_0 = ne^3 E_0^2 \sin(2\theta) / 2m^2 c \omega_y^3$ ,  $\nu / \omega_y = 0.1$

Для изотропной точки ( $\omega_x = \omega_y = \omega_0$ ), как это заранее очевидно, намагниченность пропорциональна степени круговой поляризации  $P_c = 2\text{Im}(E_{0x}^* E_{0y}) / |\mathbf{E}_0|^2$  и дается выражением

$$M^{(c)} = P_c \frac{ne^3 \omega |\mathbf{E}_0|^2}{4m^2 c} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2 + \nu^2)^2 + 4\nu^2 \omega^2}. \quad (4)$$

Для чисто круговой поляризации  $P_c = \pm 1$  в условиях резонанса  $\omega = \omega_0 \gg \nu$  получаем отсюда физически прозрачный результат: величина ФИМ равна эффективному магнетону Бора  $e\hbar/2mc$ , умноженному на число поглощенных фотонов за время  $1/2\nu$ , а знак определяется знаком круговой поляризации. Отметим еще, что наведенный момент связан лишь с вынужденной частью решения уравнений движения (в квантовом подходе — то же для гайзенберговских операторов координат);

поэтому парциальная намагниченность электрона не зависит от его энергии (то есть от начальных условий), и результат пропорционален полному числу частиц в точке и не зависит от температуры и вообще от вида начальной функции распределения. Разумеется, такая универсальность результата справедлива только для параболической модели квантовой точки.

**Нанотрубка и 1D круговое кольцо.** Здесь и в следующем разделе взаимодействие с электромагнитным полем рассматривается как малое возмущение и используется формализм Кубо для нахождения квадратичного отклика. Ясно, что именно в этом приближении у наведенного магнитного момента может возникнуть постоянная составляющая. Отметим очевидную аналогию нашей ситуации с фотогальваническим эффектом (ФГЭ) в средах без центра инверсии: постоянный ток пропорционален интенсивности света [10, 11]. Однако в отличие от ФГЭ для возникновения ФИММ отсутствие центра инверсии в системе не является необходимым.

Для циркулярно поляризованной волны, распространяющейся вдоль оси нанотрубки, ФИММ дается формулой

$$M^{(\pm)} = \sum_l M_l^{(\pm)} = \mp \frac{e}{2mc} \sum_l \frac{Q_l^{(\pm)}}{2\nu\Delta_l^{(\pm)}}, \quad (5)$$

$$Q_l^{(\pm)} = \frac{e^2 E_0^2 \Delta_l^{(\pm)}}{8mB} \sum_{p_z} \frac{[f(\varepsilon_{p_z, l}) - f(\varepsilon_{p_z, l \pm 1})]\nu}{(\Delta_l^{(\pm)} - \omega)^2 + \nu^2} \equiv \frac{e^2 E_0^2 \Delta_l^{(\pm)}}{8mB} \frac{(n_l - n_{l \pm 1})\nu}{(\Delta_l^{(\pm)} - \omega)^2 + \nu^2}, \quad (6)$$

где  $\varepsilon_{p_z, l} = p_z^2/2m + Bl^2$  – энергетический спектр электрона на поверхности нанотрубки,  $p_z$  – импульс вдоль ее оси,  $l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  – азимутальное квантовое число,  $B = 1/2mR^2$  – вращательный квант,  $R$  – радиус трубки,  $f(\varepsilon)$  – функция Ферми,  $\Delta_l^{(\pm)} = \varepsilon_{p_z, l \pm 1} - \varepsilon_{p_z, l} \equiv B(1 \pm 2l)$ ; далее полагаем  $\hbar = 1$ . Таким образом, в данном случае простого энергетического спектра ответ удается выразить через заселенности подзон  $n_l$ . Для квантового кольца ответ отличается лишь отсутствием интегрирования по  $p_z$ . Результат имеет тот же вид (6), где теперь  $n_l$  – числа заполнения  $l$ -го уровня кольца. Снова видим, что при резонансе на переходе  $l \rightarrow l \pm 1$  парциальный вклад в ФИММ  $M_l^{(\pm)} \propto Q_l^{(\pm)}/\nu$  ( $Q_l^{(\pm)}$  – определяемый формулой (6) парциальный вклад в поглощение на этом переходе). Если на трубку (или кольцо) наложено постоянное магнитное поле, направленное вдоль оси  $z$ , то для ФИММ сохраняются выражения (5), (6). Нужно лишь под  $\varepsilon_{l, p_z}$  понимать спектр электрона в присутствии магнитного поля  $\varepsilon_{l, p_z} = p_z^2/2m + B(l + \Phi)^2$ , где  $\Phi$  – магнитный поток через сечение трубки в единицах кванта потока. Легко доказать, что наведенный магнитный момент (так же, как и равновесный) периодичен по  $\Phi$  с периодом, равным единице. Справедливо также соотношение

$$M^{(-)}(-\Phi) = -M^{(+)}(\Phi). \quad (7)$$

**Спин-орбитальное взаимодействие (СОВ) в нанотрунке.** Особая ситуация возникает при падении линейно поляризованной волны на нанотрубку, помещенную в продольное магнитное поле, если вектор  $E_0$  параллелен оси цилиндра. Правила отбора для дипольных переходов в этом случае дают:  $\Delta p_z = 0$ ,  $\Delta j = 0$ ,  $\mu \rightarrow -\mu$ , где  $j$  – полуцелое число  $z$ -проекции полного момента, а квантовое число  $\mu = \pm 1$  отмечает

две спиново расщепленные ветви энергетического спектра электрона [5, 12]. Таким образом, возможны лишь переходы спин-флип, как и в соответствующей плоской задаче при нормальном падении волны. Если в плоскости 2D электронов лежит также магнитное поле  $\mathbf{H}$ , то возникает ФГЭ [13]: постоянный ток течет в направлениях  $[\mathbf{n}, \mathbf{H}]$  и  $\mathbf{E}_0(\mathbf{E}_0 \cdot [\mathbf{n}, \mathbf{H}])$  ( $\mathbf{n}$  – нормаль к плоскости системы). Однако этот ток обращается в нуль в отсутствие зеемановского расщепления ( $g$ -фактор равен нулю). В случае же нанотрубки (вследствие чисто топологической причины) при  $\mathbf{E}_0 \parallel [\mathbf{H}]z$  азимутальный ток ФГ эффекта дает вклад в магнитный момент системы также и при  $g = 0$ .

Спин-орбитальное взаимодействие мы будем рассматривать в рамках модели Рашбы [14, 15]. Гамильтониан для электронов на поверхности цилиндра с учетом СОВ имеет вид [5] (используются цилиндрические координаты с осью  $z$  вдоль оси цилиндра)

$$\hat{H}_0 = \frac{\hat{p}_z^2 + (\hat{p}_\varphi + \Phi/R)^2}{2m} + \alpha[\hat{\sigma}_z(\hat{p}_\varphi + \Phi/R) - \hat{\Sigma}\hat{p}_z], \quad \hat{\Sigma} = \begin{bmatrix} 0 & ie^{-i\varphi} \\ -ie^{i\varphi} & 0 \end{bmatrix}.$$

Здесь  $\hat{p}_\varphi = -i(1/R)\partial/\partial\varphi$ . В работе [5] приведены также волновые функции и спектр соответствующего уравнения Шрёдингера. Используя эти результаты, находим с помощью квадратичной формулы Кубо выражение для ФИММ в рассматриваемой ситуации:

$$M = \sum_{j,p_z} M_{j,p_z} = -\frac{e}{2mc} \sum_{j,p_z} Q_{j,p_z} \frac{1}{2\nu} \frac{4\lambda_j(1-\Lambda)^2}{\Delta_{j,p_z}}, \quad (8)$$

где  $Q_{j,p_z}$  – вклад в поглощение на переходе  $j, p_z, \mu = -1 \rightarrow j, p_z, \mu = 1$ :

$$Q_{j,p_z} = \frac{2e^2 E_0^2 B^3 \lambda_j^2 \Lambda^2 (1-\Lambda)^2 (f(\varepsilon_{j,p_z,-1}) - f(\varepsilon_{j,p_z,1})) \nu (\omega^2 + \Delta_{j,p_z}^2 + \nu^2)}{m\omega^2 [(\Delta_{j,p_z}^2 - \omega^2 + \nu^2)^2 + 4\nu^2\omega^2] \Delta_{j,p_z}}. \quad (9)$$

Здесь  $\varepsilon_{j,p_z,\mu} = p_z^2/2m + B[\lambda_j^2 + (1-2\Lambda)/4 + \mu\sqrt{\lambda_j^2(\Lambda-1)^2 + p_z^2 R^2 \Lambda^2}]$ ,  $\lambda_j = j + \Phi$ ,  $\Lambda = 2m\alpha R$  ( $\alpha$  – эффективная константа СОВ),  $\Delta_{j,p_z} = \varepsilon_{j,p_z,1} - \varepsilon_{j,p_z,-1}$  – энергия перехода.

В заключение приведем оценку величины ФИММ на примере параболической квантовой точки. Из (4) в условиях резонанса величина ФИММ для отдельной квантовой точки равна:

$$M = n\mu_B \frac{e^2}{\hbar c} \frac{m_0}{m} \frac{\pi J}{\hbar\omega_0 m\nu^2} \quad (10)$$

( $\mu_B = e\hbar/2m_0c$  – магнетон Бора). Для разумных значений параметров  $\hbar\omega_0 = 1$  мэВ,  $1/\nu = 10$  пс,  $n = 10$  при интенсивности подсветки  $J = 1$  Вт/см<sup>2</sup> имеем  $M \approx 35\mu_B$ . Используемая в [7] методика измерений имела чувствительность  $\sim 10^{10}\mu_B$ . Таким образом, для образца с массивом, содержащим  $10^9 - 10^{10}$  квантовых точек, эффект вполне измерим.

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 99-02-17127), Программы "Физика твердотельных наноструктур", а также NWO.

- 
1. K.Richter, D.Ullmo, and R.A.Jalabert, *Phys. Rep.* **276**, 1 (1996).
  2. E.Gurevich and B.Shapiro, *J.Phys. I France* **7**, 807 (1997).
  3. В.А.Гейлер, В.А.Маргулис, И.В.Чудаев, *ЖЭТФ* **109**, 762 (1996).
  4. H.Ajiki and T.Ando, *Solid State Comm.* **102**, 135 (1997).
  5. Л.И.Магарилл, А.В.Чаплик, *ЖЭТФ* **115**, 1478 (1999).
  6. D.Mailly, C.Chapellier, and A.Benoit, *Phys.Rev.Lett.* **70**, 2020 (1993).
  7. I.Meinel, D.Grundler, S. Bargstadt-Franke et al., *Appl. Phys. Lett.* **70**, 3305 (1997).
  8. А.О.Говоров, А.В.Чаплик, *Письма в ЖЭТФ* **52**, 681 (1990); *ЖЭТФ* **99**, 1853 (1991).
  9. Ю.А.Ильинский, Л.В.Келдыш, *Взаимодействие электромагнитного излучения с веществом*, Издат. МГУ, 1989, стр.85.
  10. В.И.Белиничер, В.И.Стурман, *УФН* **130**, 415 (1980).
  11. E.L.Ivchenko, G.E.Pikus, in *Semiconductor Physics*, Eds. V.M.Tushkevich and V.Ya.Frenkel, Cons. Bureau, New York, 1986, p.427.
  12. Л.И.Магарилл, Д.А.Романов, А.В.Чаплик, *ЖЭТФ* **113**, 1411 (1998).
  13. Л.И.Магарилл, *ФТТ* **32**, 3359 (1990).
  14. Ю.А.Бычков, Э.И.Рашба, *Письма в ЖЭТФ* **39**, 66 (1984).
  15. E.I.Rashba and V.I.Sheka, in: *Landau Level Spectroscopy*, Eds. G.Landwehr and E.I.Rashba, Elsevier, 1991, p.178.