

Эффект дрожащего движения электронов с расщепленными по спину состояниями

С. А. Тарасенко⁺¹⁾, А. В. Пошакинский⁺, Е. Л. Ивченко⁺, И. Степанов^{*2)}, М. Эрсфельд^{*2)}, М. Лепса^{×2)},
Б. Бешотен^{*2)}

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021 С.-Петербург, Россия

⁺2-nd Institute of Physics and Jülich Aachen Research Alliance – Fundamentals of Future Information Technology,
Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule, RWTH Aachen University, D-52074 Aachen, Germany

[×]Peter Grünberg Institut (PGI-9) and Jülich Aachen Research Alliance – Fundamentals of Future Information Technology,
Forschungszentrum Jülich GmbH, D-52425 Jülich, Germany

Поступила в редакцию 23 июля 2018 г.

Дано описание дрожащего движения электронов проводимости в твердых телах. Эффект возникает из-за того, что при наличии спин-орбитального взаимодействия Рашбы/Дрессельхауза и зеemanовского расщепления спиновых состояний скорость электрона не является сохраняющейся величиной и содержит вклад, осциллирующий на частоте, определяемой спиновой щелью. Это явление аналогично Zitterbewegung (нем.) релятивистских частиц. Дрожащее движение отдельных электронов может быть синхронизировано по фазе путем ориентации электронных спинов и обнаружено в эксперименте как макроскопический высокочастотный электрический ток, который сохраняется в системе до тех пор, пока не исчезнет спиновая когерентность электронов. Показано также, что амплитуда тока такого когерентного дрожания возрастает при приближении его частоты к плазменной частоте электронов.

DOI: 10.1134/S0370274X18170083

Э. Шредингер на заре рождения квантовой механики обратил внимание, что свободный релятивистский электрон, описываемый гамильтонианом Дирака, должен колебаться в пространстве в результате интерференции решений уравнения Дирака с положительной и отрицательной энергиями [1, 2]. Частота таких колебаний имеет порядок $f = 2mc^2/h \sim 10^{20}$ Гц, а амплитуда, определяемая комптоновской длиной волны $\lambda_C \sim 10^{-13}$ м, чрезвычайно мала, и они не могут быть измерены существующими экспериментальными методами. Более того, определение положения электрона с точностью лучше λ_C сталкивается с фундаментальными трудностями [3]. В последнее время было высказано предположение, что дрожащее движение (нем. Zitterbewegung) не ограничивается свободными электронами, а является общей чертой систем с запрещенной зоной в энергетическом спектре или с расщепленным по спину спектром, имеющим формальное сходство с гамильтонианом Дирака [2, 4]. Симуляция явления Zitterbewegung была реализована для одиночного иона $^{40}\text{Ca}^+$ в линейной ловушке Пола [5] и для бозе-эйнштейновского конденсата [6, 7], настроенного так,

чтобы вести себя как одномерная дираковская частица. Zitterbewegung был предсказан для множества электронных систем с линейной по \mathbf{k} энергетической дисперсией, таких как графен [8, 9], топологические изоляторы [10, 11] и полупроводниковые наноструктуры III-V со спин-орбитальным взаимодействием [4, 12–15]. Энергетические расщепления в спектрах твердотельных систем на много порядков меньше, чем для свободных дираковских частиц, что приводит к относительно низким частотам дрожания, доступным экспериментально [16].

В настоящей работе изучается движение электронов в полупроводниковой системе со спин-орбитальным взаимодействием и зеemanовской щелью, индуцированной внешним магнитным полем (см. рис. 1). Показано, что, в дополнение к хорошо известному броуновскому движению, электронам присуще дрожащее движение квантовомеханической природы. Эффект обусловлен тем, что скорость электрона не является сохраняющейся величиной и содержит осциллирующий вклад. Дрожащее движение испытывают все электроны, в том числе электроны, находящиеся в тепловом равновесии. Продемонстрировано, что Zitterbewegung отдельных электронов может быть синхронизирован по фазе путем ориентации электронов в начальный

¹⁾e-mail: tarasenko@coherent.ioffe.ru

²⁾I. Stepanov, M. Ersfeld, M. Lepsa, B. Beschoten.

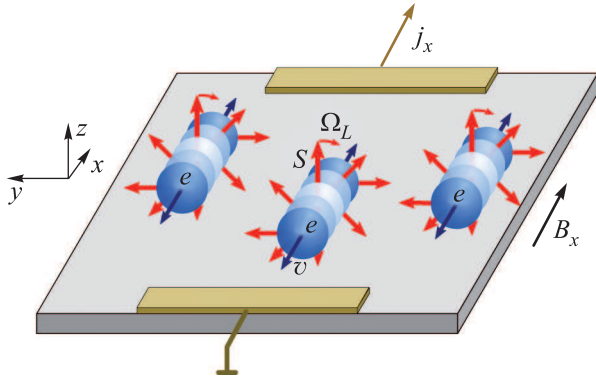


Рис. 1. (Цветной онлайн) Иллюстрация Zitterbewegung электронов в двумерной структуре со спин-орбитальным взаимодействием во внешнем латеральном магнитном поле. Прецессия спинов отдельных электронов порождает их возвратно-поступательное движение в реальном пространстве. В спин-поляризованной электронной системе дрожащее движение отдельных электронов синхронизировано, что приводит к появлению переменного электрического тока

момент времени в одно и то же спиновое состояние и обнаружен экспериментально как макроскопический высокочастотный электрический ток. Такое когерентное дрожание сохраняется до тех пор, пока когерентная прецессия электронных спинов не разрушится процессами спиновой дефазировки. Разработана теория когерентного Zitterbewegung для случаев баллистического и диффузионного транспорта электронов и предсказано его усиление в условиях плазменного резонанса. Обсуждается связь когерентного Zitterbewegung электронов со спин-гальваническим эффектом.

Рассмотрим движение электронов проводимости в двумерной структуре, выращенной из полупроводников с решеткой цинковой обманки в направлении [001], с учетом линейного по \mathbf{k} спин-орбитального взаимодействия (СОВ) и зеемановского расщепления электронных спиновых состояний в магнитном поле $\mathbf{B} \parallel x$. Это движение описывается эффективным электронным гамильтонианом

$$H = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + \sum_{i,j=x,y} \beta_{ij} \sigma_i k_j + \frac{\hbar}{2} \omega_L \sigma_x, \quad (1)$$

где m^* – эффективная масса, β_{ij} – константы, описывающие СОВ Рашбы и Дрессельхауза, σ_i – спиновые матрицы Паули, $\omega_L = g\mu_B B_x / \hbar$ – частота ларморовой прецессии, g – эффективный g -фактор, μ_B – магнетон Бора, x и y – координаты в плоскости, $z \parallel [001]$ – ось роста структуры.

За исключением первого слагаемого, описывающего не зависящую от спина кинетическую энергию, эффективный гамильтониан (1) аналогичен гамильтониану Дирака и имеет все необходимые элементы: он содержит СОВ, обеспечивающее линейную по \mathbf{k} связь спиновых состояний, и зеемановский вклад, который описывает энергетическую щель при $\mathbf{k} = 0$ и играет роль массового члена в гамильтониане Дирака.

Вычисляя оператор скорости электронов $\dot{x} = (i/\hbar)[H, x]$, где $[A, B] = AB - BA$ – коммутатор операторов A и B , а затем оператор ускорения $\ddot{x} = (i/\hbar)[H, \dot{x}]$, получим в первом порядке по СОВ

$$\dot{x} = \frac{\hbar k_x}{m^*} + \frac{1}{\hbar} (\beta_{xx} \sigma_x + \beta_{yx} \sigma_y) \quad (2)$$

и

$$\ddot{x} = -\frac{\beta_{yx}}{\hbar} \omega_L \sigma_z. \quad (3)$$

Уравнение (3) описывает связь между ускорением электрона \ddot{x} и проекцией его спина $s_z = \sigma_z/2$, которая, в свою очередь, удовлетворяет операторному уравнению $\dot{s} = (i/\hbar)[H, \mathbf{s}]$ или

$$\dot{s}_x = \omega_L s_y, \quad \dot{s}_y = -\omega_L s_x. \quad (4)$$

Решение динамических уравнений (3) и (4) дает следующее выражение для оператора скорости в представлении Гейзенберга

$$\dot{x}(t) = \dot{x}(0) + \frac{2\beta_{yx}}{\hbar} [s_y(0)(\cos \omega_L t - 1) - s_z(0) \sin \omega_L t]. \quad (5)$$

Осциллирующий вклад в скорость представляет собой Zitterbewegung баллистических электронов, возникающий из-за интерференции спиновых состояний, разделенных зеемановской щелью. Для значения $\beta_{yx}/\hbar = 10^5$ см/с, характерного для структур на основе GaAs, и ларморовой частоты $\omega_L = 10^{11}$ рад/с, оценка амплитуды электронного дрожания в реальном пространстве дает $2\beta_{yx}/\hbar \omega_L \sim 20$ нм.

Операторные ур. (3) и (4) линейны, из чего следует, что такие же уравнения справедливы для средней скорости электронов $\bar{\dot{x}}$ и среднего электронного спина $\bar{\mathbf{s}}$ в структуре без рассеивателей. В отсутствие средней спиновой поляризации все электроны дрожат с разными фазами, поэтому макроскопический электрический ток отсутствует. Экспериментальное исследование электронного Zitterbewegung в таких условиях требует использования шумовой спектроскопии. Однако, если электроны ориентированы в начальный момент времени по спину и создана макроскопическая спиновая поляризация $\bar{\mathbf{s}}$, дрожание отдельных электронов синхронизируется, что

приводит к появлению среднего высокочастотного электрического тока [17] (см. рис. 1). Таким образом, электронный Zitterbewegung в твердых телах можно исследовать методами спин-гальваники [18–21].

Чтобы получить уравнение для макроскопических величин, усредним уравнение (3) по ансамблю электронов и добавим в это уравнение внешние силы, действующие на электроны: 1) “силу трения”, замедляющую среднюю скорость электронов и описывающую рассеяние электронов на фононах или статических дефектах, и 2) “возвращающую силу” электрической природы, вызванную смещением заряда в пространстве. Такая процедура дает уравнение

$$\ddot{x}(t) = -2\frac{\beta_{yx}}{\hbar}\omega_L\bar{s}_z(t) - \frac{\dot{x}(t)}{\tau_p} - \omega_p^2x(t), \quad (6)$$

где τ_p – время релаксации импульса, а ω_p – плазменная частота. Уравнение (6) получено в первом порядке по СОВ и справедливо при условии, что частота прецессии спина ω_L превосходит скорость спиновой дефазировки, имеющую второй порядок по СОВ. Решение уравнения (6) позволяет изучать электронный Zitterbewegung путем измерения переменного электрического тока, вызванного когерентным дрожанием движением поляризованных по спину электронов. Плотность тока имеет вид

$$j_x^{(ac)}(t) = en\dot{x}(t), \quad (7)$$

где e – заряд электрона, а n – плотность электронов. Простые математические выкладки приводят выражение для плотности тока к виду

$$j_x^{(ac)}(t) = -2en\omega_L\tau_p\frac{\beta_{yx}}{\hbar}\operatorname{Re}\frac{[\bar{s}_z(0) + i\bar{s}_y(0)]e^{-i\omega_L t}}{1 - i\omega_L\tau_p(1 - \omega_p^2/\omega_L^2)}. \quad (8)$$

На рисунке 2 представлена зависимость амплитуды переменного тока от магнитного поля, рассчитанная для различных значений $\omega_p\tau_p$. Отметим, что в двумерных системах частота плазмона ω_p зависит от его латерального волнового вектора. Ее можно контролировать, индуцируя пространственно неоднородное распределение спиновой плотности с определенным значением волнового вектора оптическим методом спиновой решетки [22] или с помощью фокусированного возбуждения [23].

В бесстолкновительном режиме, когда $\omega_L\tau_p \gg 1$, выражение для переменного электрического тока, вызванного когерентным дрожанием поляризованных по спину электронов, принимает вид

$$j_x^{(ac)}(t) = 2en_e\frac{\beta_{yx}}{\hbar}\frac{\bar{s}_y(t)}{1 - (\omega_p/\omega_L)^2}. \quad (9)$$

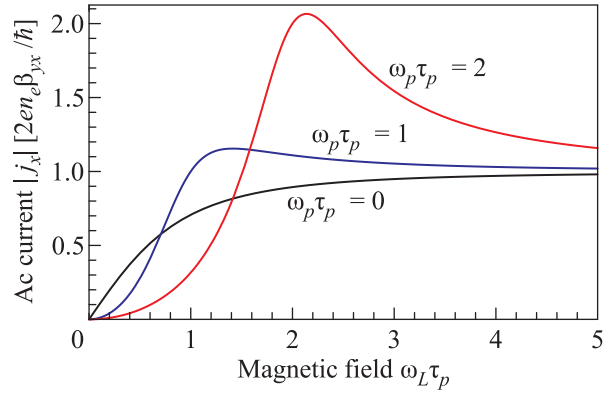


Рис. 2. (Цветной онлайн) Магнитополевая зависимость амплитуды переменного тока, вызванного когерентным дрожанием движением поляризованных по спину электронов. Кривые построены для разных значений плазменной частоты

Амплитуда тока резонансно возрастает при приближении ларморовой частоты к частоте плазменного резонанса.

В случае диффузионного транспорта электронов при $\omega_L\tau_p \ll 1$ и $\omega_p\tau_p \ll 1$, который часто реализуется в экспериментальных, ур. (8) упрощается до вида

$$j_x^{(ac)}(t) = -2en_e\frac{\beta_{yx}}{\hbar}\omega_L\tau_p\bar{s}_z(t). \quad (10)$$

В этом режиме ток линейно возрастает с ростом магнитного поля и прямо пропорционален нормальной компоненте спиновой поляризации. Уравнение (10), описывающее связь макроскопической плотности тока со средним спином в диффузионном режиме, ранее было получено в работе [18] методом спиновой матрицы плотности. В настоящей работе установлена связь этого переменного тока с явлением Zitterbewegung.

Таким образом, в работе показано, что электроны в полупроводниковых структурах со спин-орбитальным взаимодействием и зеемановским расщеплением испытывают естественное дрожание (Zitterbewegung) квантовомеханической природы. Такое движение отдельных электронов может быть синхронизировано по фазе путем ориентации электронов по спину и обнаружено как высокочастотный электрический ток.

Работа была поддержана проектами Российского научного фонда #14-12-01067 и Deutsche Forschungsgemeinschaft – Немецкое научно-исследовательское общество (DFG) FOR 912.

1. E. Schrödinger, Sitz. Press. Akad. Wiss. Phys.-Math. **24**, 418 (1930).

2. W. Zawadzki and T.M. Rusin, *J. Phys.: Condens. Matter* **23**, 143201 (2011).
3. K. Huang, *Am. J. Phys.* **20**, 479 (1952).
4. R. Winkler, U. Zülicke, and J. Bolte, *Phys. Rev. B* **75**, 205314 (2007).
5. R. Gerritsma, G. Kirchmair, F. Zahringner, E. Solano, R. Blatt, and C.F. Roos, *Nature* **463**, 68 (2010).
6. Ch. Qu, Ch. Hammer, M. Gong, Ch. Zhang, and P. Engels, *Phys. Rev. A* **88**, 021604 (2013).
7. L.J. LeBlanc, M.C. Beeler, K. Jiménez-García, A.R. Perry, S. Sugawa, R.A. Williams, and I.B. Spielman, *New J. Phys.* **15**, 073011 (2013).
8. I.M. Katsnelson, *Eur. Phys. J. B* **51**, 157 (2006).
9. T.M. Rusin and W. Zawadzki, *Phys. Rev. B* **78**, 125419 (2008).
10. Li-kun Shi, Shou-cheng Zhang, and K. Chang, *Phys. Rev. B* **87**, 161115 (2013).
11. В.Я. Демиховский, А.В. Тележников, *Письма в ЖЭТФ* **99**, 110 (2014).
12. J. Schliemann, D. Loss, and R.M. Westervelt, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 206801 (2005).
13. V.Ya. Demikhovskii, G.M. Maksimova, and E.V. Frolova, *Phys. Rev. B* **78**, 115401 (2008).
14. T. Biswas and T.K. Ghosh, *J. Phys.: Condens. Matter* **24**, 185304 (2012).
15. A. Manchon, H.C. Koo, J. Nitta, S.M. Frolov, and R.A. Duine, *Nat. Mater.* **14**, 871 (2015).
16. I. Stepanov, S. Kuhlen, M. Ersfeld, M. Lepsa, and B. Beschoten, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 062406 (2014).
17. I. Stepanov, M. Ersfeld, A.V. Poshakinskiy, M. Lepsa, E.L. Ivchenko, S.A. Tarasenko, and B. Beschoten, arXiv:1612.06190.
18. Е.Л. Ивченко, Ю.Б. Лянда-Геллер, Г.Е. Пикус, *ЖЭТФ* **98**, 989 (1990).
19. S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, V.V. Bel'kov, S.A. Tarasenko, M. Sollinger, D. Weiss, W. Wegscheider, and W. Prettl, *Nature* **417**, 153 (2002).
20. S.D. Ganichev, P. Schneider, V.V. Bel'kov et al. (Collaboration), *Phys. Rev. B* **68**, 081302 (2003).
21. P. Olbrich, C. Zoth, P. Lutz, C. Drexler, V.V. Bel'kov, Ya.V. Terent'ev, S.A. Tarasenko, A.N. Semenov, S.V. Ivanov, D.R. Yakovlev, T. Wojtowicz, U. Wurstbauer, D. Schuh, and S.D. Ganichev, *Phys. Rev. B* **86**, 085310 (2012).
22. G. Wang, B.L. Liu, A. Balocchi, P. Renucci, C.R. Zhu, T. Amand, C. Fontaine, and X. Marie, *Nat. Commun.* **4**, 2372 (2013).
23. S. Anghel, F. Passmann, A. Singh, C. Ruppert, A.V. Poshakinskiy, S.A. Tarasenko, J.N. Moore, G. Yusa, T. Mano, T. Noda, X. Li, A.D. Bristow, and M. Betz, *Phys. Rev. B* **97**, 125410 (2018).