

# Интерференция спиновых расщеплений в магнитоосцилляционных явлениях в двумерных системах

С. А. Тарасенко<sup>1)</sup>, Н. С. Аверкиев

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

Поступила в редакцию 10 апреля 2002 г.

После переработки 30 апреля 2002 г.

Спиновое расщепление, вызванное линейными по волновому вектору слагаемыми в эффективном гамильтониане, может приводить к новым магнитоосцилляционным явлениям в двумерных системах. В данной работе показано, что одновременное присутствие спин-зависимых вкладов, обусловленных асимметрией гетероструктуры и отсутствием центра инверсии в объемном материале, приводит к подавлению биений в магнитоосцилляционных явлениях, которые возникают при наличии одного типа слагаемых.

PACS: 73.23.Fg, 73.50.Jt

Термодинамические и кинетические коэффициенты: теплоемкость, магнитная восприимчивость, проводимость и др., осциллируют в квантующих магнитных полях при низких температурах в системах с вырожденным электронным газом. Такое поведение коэффициентов обусловлено появлением уровней Ландау, которые с ростом магнитного поля последовательно пересекают уровень Ферми. Измерение осцилляций проводимости (эффект Шубникова – де Гааза), магнитной восприимчивости (эффект де Гааза – ван Альфена) является одним из основных методов характеристики структур, в том числе определения концентрации носителей и их времен релаксации.

Квантовые явления очень чувствительны к тонкой структуре энергетического спектра носителей, поэтому даже небольшие спиновые расщепления могут качественно менять картину осцилляций. Линейные по волновому вектору  $\mathbf{k}$  слагаемые в эффективном гамильтониане снимают вырождение в спектре носителей. В магнитном поле это спиновое расщепление на поверхности Ферми приводит к появлению осцилляций с близкими частотами, то есть к биениям [1]. Такое поведение эффекта Шубникова – де Гааза наблюдалось в двумерных системах с дырочным каналом на поверхности кремния [2], электронным газом в квантовых ямах на основе узкозонных [3, 4] и широкозонных [5] полупроводников и в других структурах. Анализ экспериментальных данных позволил определить величины спиновых расщеплений на уровне Ферми в нулевом магнитном поле.

В общем случае возникновение линейных по  $\mathbf{k}$  слагаемых связано с пониженной симметрией гетероструктур по сравнению с объемными материалами. В квантовых ямах, выращенных на основе полупроводников с решеткой цинковой обманки в направлении [001], линейные по  $\mathbf{k}$  вклады в эффективный гамильтониан электронов бывают двух типов. Во-первых, они происходят из кубических по  $\mathbf{k}$  слагаемых в гамильтониане объемного материала без центра инверсии. Усреднение этих кубических слагаемых вдоль оси квантования при малом заполнении подзоны носителями приводит к линейному по  $\mathbf{k}$  вкладу (ВИА слагаемые),  $\mathbf{k}$  — волновой вектор в плоскости электронного газа [6]. Кроме того, линейный по  $\mathbf{k}$  вклад может быть вызван собственной асимметрией гетероструктуры, не связанной с кристаллической решеткой (слагаемые Рашба) [1]. Относительные интенсивности этих вкладов в эффективный гамильтониан двумерного электронного газа могут меняться при переходе от узкозонных к широкозонным полупроводникам [7]. Кроме того, степень асимметрии гетероструктуры можно управлять, прикладывая, например, электрическое поле, перпендикулярное плоскости квантовой ямы. Физическая природа и симметрии ВИА и Рашба слагаемых различны, поэтому простое сложение их вкладов в спиновое расщепление некорректно.

В данной работе мы показываем, что в магнитоосцилляционных явлениях имеет место интерференция ВИА и Рашба вкладов. Наличие только одного типа линейных по  $\mathbf{k}$  слагаемых приводит к биениям. Если же оба вклада имеют одинаковую интенсивность, то осцилляции происходят только на одной частоте, и биения исчезают, хотя линейные по  $\mathbf{k}$  слагаемые

<sup>1)</sup>e-mail: tarasenko@coherent.ioffe.rssi.ru

присутствуют в гамильтониане. Эффект подавления биений должен иметь место для всех магнитоосцилляционных явлений. Детально интерференцию ВИА и Рашба вкладов мы рассмотрим на примере эффекта Шубникова–де Гааза. Расчет тензора магнитосопротивления будет проведен при нулевой температуре с учетом одного вклада и обоих слагаемых одинаковой интенсивности. Зеемановское расщепление электронных уровней в настоящей работе учитываться не будет, поскольку оно в большинстве полупроводниковых структур на основе соединений  $A_3B_5$  в магнитном поле, перпендикулярном плоскости электронного газа мало, по сравнению с расстоянием между уровнями Ландау.

Качественно эффект исчезновения биений можно понять, анализируя спектр электронов в нулевом магнитном поле. В отсутствие магнитного поля эффективный гамильтониан имеет вид

$$\hat{H} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + \hat{H}_{BIA} + \hat{H}_R, \quad (1)$$

где  $k = |\mathbf{k}|$ ,  $m^*$  — эффективная масса. Для квантовой ямы, выращенной вдоль направления  $[001]$ , спинзависимые линейные по волновому вектору ВИА и Рашба вклады в гамильтониан двумерного электронного газа удобно записать в кристаллической системе координат ( $x \parallel [1\bar{1}0]$ ,  $y \parallel [110]$ ,  $z \parallel [001]$ )

$$\begin{aligned} \hat{H}_{BIA} &= \alpha (\hat{\sigma}_x k_y + \hat{\sigma}_y k_x), \\ \hat{H}_R &= \beta (\hat{\sigma}_x k_y - \hat{\sigma}_y k_x), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\hat{\sigma}_x$  и  $\hat{\sigma}_y$  — матрицы Паули.

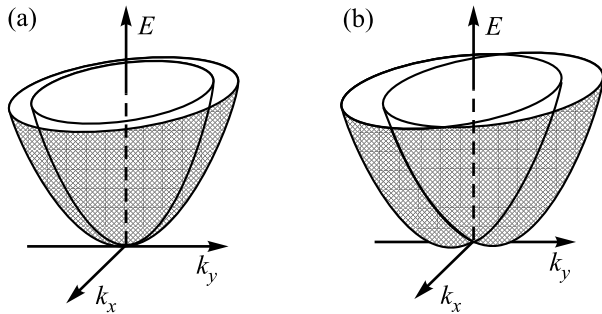


Рис.1. Энергетический спектр электронов в нулевом магнитном поле при учете: (а) только одного типа линейных по  $\mathbf{k}$  слагаемых, (б) обоих вкладов одинаковой интенсивности,  $\alpha = \beta$

При наличии только одного типа линейных по  $\mathbf{k}$  слагаемых, например ВИА, электронный спектр изотропен и состоит из двух различных спиновых подзон (рис.1а):

$$E_{\pm}(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \pm \alpha k. \quad (3)$$

Если оба вклада существенны, то спектр становится более сложным, появляется зависимость энергии от направления волнового вектора  $\mathbf{k}$  [8]. Однако спектр упрощается, если ВИА и Рашба вклады одинаковы по интенсивности,  $|\alpha| = |\beta|$ . В этом случае спектр состоит из двух одинаковых параболоидов, сдвинутых один относительно другого в  $\mathbf{k}$ -пространстве. Например, при  $\alpha = \beta$  (рис.1б) эти параболоиды сдвинуты вдоль  $k_y$  и характеризуются спиновыми состояниями  $|\pm 1/2\rangle$  на ось  $x$ . Электронный спектр соответственно имеет вид

$$E_{\pm}(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2}{2m^*} [k_x^2 + (k_y \pm k_0)^2] - \frac{m^* \gamma^2}{2\hbar^2}, \quad (4)$$

где  $k_0 = \gamma m^* / \hbar^2$ ,  $\gamma = 2\alpha = 2\beta$ .

Частоты магнитоосцилляций кинетических коэффициентов определяются поверхностью Ферми. При наличии линейных по  $\mathbf{k}$  слагаемых одного типа (рис.1а) поверхности Ферми двух спиновых подзон различны в меру спинового расщепления  $2\alpha k_F$ , где  $\hbar k_F$  — импульс Ферми. Подзоны дают осцилляции с близкими частотами, что приводит к биениям. В случае одинаковой интенсивности ВИА и Рашба вкладов (рис.1б) спиновые подзоны эквивалентны, поэтому осцилляции происходят на одной частоте и никаких биений не возникает.

Тензор проводимости в режиме малых осцилляций Шубникова – де Гааза при рассеянии электронов на короткодействующих дефектах может быть представлен в виде суммы, состоящей из классического магнитосопротивления и осциллирующего вклада,

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \frac{Ne^2\tau/m^*}{1 + (\omega_c\tau)^2} \left\{ 1 + \frac{2(\omega_c\tau)^2}{1 + (\omega_c\tau)^2} \delta \right\}, \\ \sigma_{xy} &= -\frac{Ne^2\omega_c\tau^2/m^*}{1 + (\omega_c\tau)^2} \left\{ 1 - \frac{1 + 3(\omega_c\tau)^2}{[1 + (\omega_c\tau)^2]^2} \delta \right\}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $N$  — двумерная концентрация электронов,  $\tau$  — время релаксации импульса,  $\omega_c = eB/m^*c$  — циклотронная частота,  $B$  — магнитное поле,  $e$  и  $c$  — элементарный заряд и скорость света. Явный вид величины  $\delta$ , осциллирующей в магнитном поле, зависит от ферми-поверхности. В двумерных системах с простой зоной  $\delta$  содержит только одну гармонику [9, 10].

Расчет показывает, что при наличии линейных по  $\mathbf{k}$  слагаемых только одного типа осциллирующая величина имеет вид

$$\delta = 2 \exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c\tau}\right) \cos\left(2\pi \frac{E_F}{\hbar\omega_c}\right) \cos\left(2\pi \frac{\alpha k_F}{\hbar\omega_c}\right), \quad (6)$$

где  $E_F$  — энергия Ферми, отсчитанная от дна подзоны в отсутствие линейных по  $\mathbf{k}$  слагаемых. Зависимость

$\delta$  от магнитного поля имеет вид биений, поскольку  $E_F \gg \alpha k_F$ .

В случае одинаковой интенсивности ВИА и Рашба вкладов осцилляции как и без спинового расщепления содержат только одну гармонику

$$\delta = -2 \exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c \tau}\right) \cos\left(2\pi \frac{E'_F}{\hbar \omega_c}\right), \quad (7)$$

где  $E'_F = E_F + m^* \gamma^2 / (2\hbar^2)$  – уровень Ферми, отсчитанный от дна подзон.

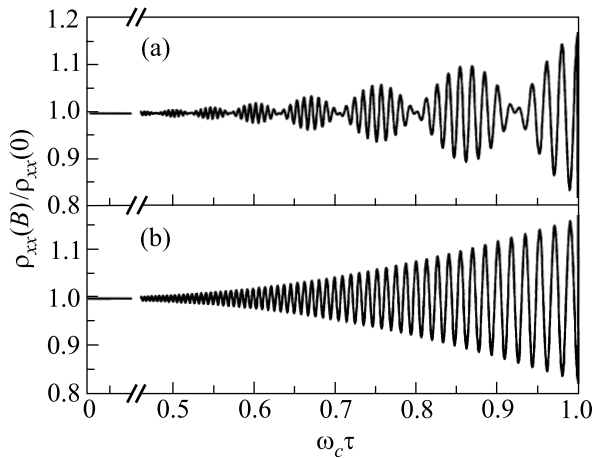


Рис.2. Зависимость сопротивления  $\rho_{xx}$  от магнитного поля в режиме осцилляций Шубникова – де Гааза при наличии: (а) одного типа линейных слагаемых,  $E_F \tau / \hbar = 50$ ,  $\alpha k_F / \hbar = 3$ ; (б) обоих вкладов одинаковой интенсивности,  $E'_F \tau / \hbar = 50$

На рис.2 представлены зависимости сопротивления

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}$$

от магнитного поля. Если доминирует один тип линейных слагаемых (рис.2а), в спектре осцилляций Шубникова – де Гааза присутствуют две гармоники с близкими частотами, и зависимость сопротивления от магнитного поля выглядит как биения. Разность частот определяется спиновым расщеплением на уровне Ферми,  $2\alpha k_F$ . При одинаковой интенсивности ВИА и Рашба слагаемых,  $|\alpha| = |\beta|$  (рис.2б), осцилляции от обоих спиновых подзон происходят на одной частоте, и биений не наблюдается.

Последовательно теория магнитоосцилляционных эффектов с учетом линейных по  $\mathbf{k}$  слагаемых в данной работе построена методом функции Грина. В двумерных системах малые осцилляции наблюдаются в классических магнитных полях, при  $\omega_c \tau \leq 1$ , а параметром, определяющим амплитуду осцилляций,

является величина  $\exp(-\pi/\omega_c \tau)$  [9, 10]. Будем предполагать, что выполняется условие хорошей проводимости,  $E_F \tau / \hbar \gg 1$ . Одночастичная электронная функция Грина в рамках самосогласованного борновского приближения при рассеянии на короткодействующих дефектах имеет вид

$$\hat{G}_\varepsilon(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum_{nk_y s} \frac{\Psi_{nk_y s}(\mathbf{r}) \Psi_{nk_y s}^\dagger(\mathbf{r}')}{\varepsilon + E_F - E_{n_s} - X_\varepsilon}, \quad (8)$$

где  $\Psi_{nk_y s}(\mathbf{r})$  – спинорные волновые функции электронов в магнитном поле  $\mathbf{B} \parallel z$  с векторным потенциалом в калибровке Ландау  $\mathbf{A} = (0, Bx, 0)$ ,  $E_{n_s}$  – электронные уровни,  $X_\varepsilon$  – собственно-энергетическая часть функции Грина,  $n$ ,  $k_y$  и  $s = \pm$  – квантовые числа. Функция Грина (8) представляет собой матрицу  $2 \times 2$  по спиновым индексам.

При наличии только одного типа линейных по  $\mathbf{k}$  слагаемых орбитальные и спиновые состояния взаимосвязаны (см. [11]). Электронные энергии вблизи уровня Ферми при  $\alpha k_F \gg \hbar \omega_c$  имеют вид

$$E_{n\pm} = \hbar \omega_c (n + 1) \pm \alpha \sqrt{2(n + 1)} / \lambda_B. \quad (9)$$

Именно расщепление  $2\alpha \sqrt{2(n + 1)} / \lambda_B$  в спектре (9) приводит к появлению биений в магнитоосцилляционных явлениях.

Если  $|\alpha| = |\beta|$ , то волновые функции представляют собой простое произведение спиновых и орбитальных функций, а электронный спектр определяется выражением

$$E_{n\pm} = \hbar \omega_c (n + 1/2) - m^* \gamma^2 / 2\hbar^2. \quad (10)$$

В этом случае спектр не содержит расщепления, поэтому осцилляции от спиновых подзон будут происходить на одной частоте, и никаких биений не появится.

Собственно-энергетическая часть функции Грина при рассеянии на короткодействующих потенциалах не зависит от номеров  $n$  [9] и в обоих рассмотренных случаях от  $s$  и удовлетворяет уравнению

$$X_\varepsilon = \frac{\hbar \omega_c}{\pi} \frac{\hbar}{4\tau} \sum_{ns} \frac{1}{\varepsilon + E_F - E_{n_s} - X_\varepsilon}. \quad (11)$$

В присутствии одного типа линейных по  $\mathbf{k}$  слагаемых уравнение (11) в первом порядке по параметру  $\exp(-\pi/\omega_c \tau)$  имеет решение

$$X_\varepsilon = -\frac{i\hbar}{2\tau} \left[ 1 + 2 \exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c \tau}\right) \times \exp\left(2\pi i \frac{\varepsilon + E_F}{\hbar \omega_c} \text{sign} \varepsilon\right) \cos\left(2\pi \frac{\alpha k_F}{\hbar \omega_c}\right) \right] \text{sign} \varepsilon. \quad (12)$$

Множитель  $\cos(2\pi\alpha k_F/\hbar\omega_c)$  в собственно-энергетической части (12), вызванный расщеплением уровней, и приводит к биениям в магнитоосцилляционных явлениях, например в эффекте Шубникова – де Гааза.

Если  $|\alpha| = |\beta|$ , то собственно-энергетическая часть не содержит подобного множителя:

$$X_\varepsilon = -\frac{i\hbar}{2\tau} \left[ 1 - 2 \exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c\tau}\right) \times \right. \\ \left. \times \exp\left(2\pi i \frac{\varepsilon + E'_F}{\hbar\omega_c} \text{sign } \varepsilon\right) \right] \text{sign } \varepsilon. \quad (13)$$

Функция Грина позволяет рассчитывать различные кинетические и термодинамические коэффициенты. Используя стандартные методы [12, 13], можно получить выражения (5)–(7) для тензора проводимости в режиме осцилляций Шубникова – де Гааза. Оставшиеся компоненты связаны соотношениями  $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$ ,  $\sigma_{yx} = -\sigma_{xy}$ .

Эффект интерференции спин-зависимых вкладов, обусловленных асимметрией гетероструктуры и отсутствием центра инверсии в объемном материале, ранее отмечался на примере анизотропии электронного спектра [8]. Такая анизотропия была экспериментально обнаружена в структурах GaAs/AlGaAs при исследовании комбинационного рассеяния [14]. Неаддитивность сложения линейных по  $\mathbf{k}$  слагаемых в явление слабой локализации предсказана в работе [15] и обнаружена при измерении аномального магнитосопротивления [16]. Одновременное присутствие обоих спин-зависимых вкладов, как показано в работе [17], приводит к анизотропии времен спиновой релаксации в плоскости квантовой ямы. В данной работе продемонстрировано, что интерференция ВИА и Рашба линейных по  $\mathbf{k}$  слагаемых качественно меняет магнитоосцилляционные явления в двумерных системах.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований, INTAS, программой президиума РАН “Низкоразмерные квантовые

структуры” и программами Министерства промышленности, науки и технологий РФ.

1. Ю. А. Бычков, Э. И. Рашба, Письма в ЖЭТФ **39**, 66 (1984) [Yu. A. Bychkov and É. I. Rashba, JETP Lett. **39**, 78 (1984)]; Yu. A. Bychkov and É. I. Rashba, J. Phys. C: Solid State Phys. **17**, 6039 (1984).
2. С. И. Дорожкин, Е. Б. Ольшанецкий, Письма в ЖЭТФ **46**, 399 (1987) [S. I. Dorozhkin and E. B. Ol'shanetskii, JETP Lett. **46**, 502 (1987)].
3. J. Luo, H. Munekata, F. F. Fang, and P. J. Stiles, Phys. Rev. **B38**, 10142 (1988); J. Luo, H. Munekata, F. F. Fang, and P. J. Stiles, Phys. Rev. **B41**, 7685 (1990).
4. B. Das, D.C. Miller, S. Datta et al., Phys. Rev. **B39**, 1411 (1989); B. Das, S. Datta, and R. Reifenberger, Phys. Rev. **B41**, 8278 (1990).
5. P. Ramvall, B. Kowalski, and P. Omling, Phys. Rev. **B55**, 7160 (1997).
6. М. И. Дьяконов, В. Ю. Качоровский, ФТП **20**, 178 (1986) [M. I. D'yakonov and V. Yu. Kachorovskii, Sov. Phys. Semicond. **20**, 110 (1986)].
7. G. Lommer, F. Malcher, and U. Rössler, Phys. Rev. Lett. **60**, 728 (1988).
8. E. A. de Andrada e Silva, Phys. Rev. **B46**, 1921 (1992).
9. T. Ando, J. Phys. Soc. Japan **37**, 1233 (1974).
10. A. Isihara and L. Smrčka, J. Phys. **C19**, 6777 (1986).
11. Э. И. Рашба, ФТТ **2**, 1224 (1960) [É. I. Rashba, Sov. Phys. Solid State **2**, 1109 (1960)].
12. N. S. Averkiev, L. E. Golub, S. A. Tarasenko, and M. Willander, J. Phys.: Condens. Matter **13**, 2517 (2001).
13. С. А. Тарасенко, ФТТ **44**, в печати (2002) [S. A. Tarasenko, Phys. Solid State **44**, (2002)].
14. B. Jusserand, D. Richards, G. Allan et al., Phys. Rev. **B51**, 4707 (1995).
15. F. G. Pikus and G. E. Pikus, Phys. Rev. **B51**, 16928 (1995).
16. W. Knap, C. Skierbiszewski, A. Zduniak et al., Phys. Rev. **B53**, 3912 (1996).
17. N. S. Averkiev and L. E. Golub, Phys. Rev. **B60**, 15582 (1999).