

# Когерентная спиновая динамика высокоподвижного двумерного электронного газа разной плотности в GaAs квантовой яме

А. В. Ларионов<sup>1)</sup>, А. С. Журавлев

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 12 декабря 2012 г.

После переработки 21 декабря 2012 г.

Исследована зависимость времени спиновой дефазировки квазидвумерных электронов от плотности электронного газа в 17-нанометровой GaAs квантовой яме с помощью методики времяразрешенного магнито-оптического эффекта вращения Керра. Обнаружен сверхлинейный рост времени электронной дефазировки с уменьшением электронной плотности. Измерена степень анизотропии спиновой релаксации электронов и получена зависимость спин-орбитального расщепления от плотности электронного газа.

DOI: 10.7868/S0370274X13030041

Значительный прогресс технологий роста полупроводниковых наноструктур (главным образом молекулярной пучковой эпитаксии) за последнее десятилетие привел к созданию квазидвумерных электронных систем с высокой подвижностью носителей заряда, достигающей  $\mu_e \sim 10^7 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  [1]. Такие системы стали одним из самых популярных объектов исследования в области спинтроники (см., например, [2]). В частности, в таких системах удалось непосредственно наблюдать спиновые биения в отсутствие магнитного поля, обусловленные спин-орбитальной связью [3, 4], а также эффекты, обусловленные межчастичным кулоновским взаимодействием [5]. В структурах с высокой подвижностью становится возможным наблюдение новых многочастичных явлений в плотном двумерном электронном газе в режиме целочисленного эффекта Холла (ЦЭХ). Так, в работе [6] было показано, что вблизи нечетных факторов заполнения  $\nu = 1, 3, 5$  в электронной системе появляются новые ветви спиновых возбуждений с энергией, существенно меньшей энергии нулевых спиновых экситонов. Авторы полагают, что именно эти ветви ответственны за немонотонное поведение времени спиновой релаксации электронов вблизи нечетных факторов заполнения [7].

Целью данной работы было изучение зависимости времени электронной спиновой дефазировки от концентрации двумерных электронов в GaAs квантовой яме и определение величины спин-орбитального расщепления для разной плотности двумерного электронного газа.

Исследовалась высококачественная гетероструктура на основе GaAs/AlGaAs с 17-нанометровой GaAs квантовой ямой (КЯ), выращенная в направлении [001]. Темновая концентрация двумерных электронов в КЯ составляла  $n_s \simeq 2.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (подвижность  $\mu_e \simeq 5 \cdot 10^6 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ ). Исследуемый образец помещался в оптический криостат со сверхпроводящим соленоидом, создававшим магнитное поле до 6 Т. Измерения проводились либо в геометрии Фойгта, либо в геометрии Фарадея при температуре 1.8 К. Конструкция держателя образца (в геометрии Фойгта) позволяла менять угол между направлением магнитного поля и кристаллографическими осями кристалла с точностью  $2^\circ$ . Изменение (уменьшение) концентрации двумерных электронов в КЯ осуществлялось с помощью дополнительной подсветки He-Ne лазером (детали см., например, в [8, 9]).

Изучение спиновой динамики квазидвумерного электронного газа проводилось с помощью метода времяразрешенного спинового эффекта вращения Керра. Экспериментальная установка состояла из высокоточной механической линии задержки (OWIS, LIMES 170), позволявшей производить измерения в интервале времени между накачивающим и зондирующим пучками до 6.5 нс с шагом 2 мкм, и фотоэластичного модулятора (PEM I/FS50), работающего на частоте 50 кГц. Детектирование сигнала Керровского вращения осуществлялось балансным  $p$ - $i$ - $n$  Si-фотодетектором (Nirvana-2007), комбинированным с синхронным детектором (SRS, SR830). В качестве источника фотовозбуждения использовался фемтосекундный титан-сапфировый лазер (Tsunami, Spectra Physics), работающий на частоте 82 МГц. Ла-

<sup>1)</sup>e-mail: laronov@issp.ac.ru

зерное излучение предварительно проходило через перестраиваемый акустооптический фильтр. После фильтра длительность импульсов составляла около 2 пс. Спектральная же ширина линии излучения на половине высоты равнялась 0.5 нм. Циркулярно поляризованный импульс накачки создавал в образце спиновую ориентацию двумерных электронов вблизи поверхности Ферми, регистрировавшуюся по углу поворота плоскости поляризации отраженного от образца линейно поляризованного пробного пучка. Измерения проводились в спектрально вырожденном режиме, при котором длины волн накачивающего и пробного лазерных пучков совпадали.

На рис. 1 представлена зависимость керровского сигнала от концентрации двумерных электронов. Энергия кванта фотовозбуждения соответствует величине оптического перехода вблизи фермиевской энергии. Наблюдаемые в керровском сигнале периодические осцилляции возникают благодаря прецессии когерентно выстроенных электронных спинов вблизи поверхности Ферми относительно внешнего магнитного поля. Частота прецессии  $\Omega_L$  (ларморовская частота) определяется как  $\hbar\Omega_L = \Delta E = \mu_B g_e^{xy} B$ . Здесь  $\Delta E$  – электронное спиновое расщепление в зоне проводимости,  $g_e^{xy}$  –  $g$ -фактор электрона в плоскости КЯ. Из литературных данных хорошо известно, что  $g_e^{xy}$  в таких структурах почти на порядок величины превосходит дырочный ( $g_h^{xy}$ ) и время спиновой релаксации дырок существенно короче, чем для электронов. Поэтому, как и в работах [10, 11], мы полагаем, что наблюдаемые в эксперименте квантовые биения происходят между спиновыми состояниями электронов.

Полученные экспериментальные кривые (рис. 1а) хорошо аппроксимируются экспоненциально затухающей осциллирующей зависимостью с частотой  $\Omega_L$  и временем затухания  $\tau_s$ :

$$I = I_0 \exp(-t/\tau_s) \cos(\Omega_L t). \quad (1)$$

На рис. 1б представлены результаты такой аппроксимации, из которой извлекаются время дефазировки электронного спина  $\tau_s$  (правая шкала, светлые символы) и  $g_e^{xy}$  (левая шкала, темные символы). Видно, что время спиновой дефазировки сверхлинейно увеличивается с уменьшением концентрации двумерных электронов в КЯ. Это центральный экспериментальный факт данной работы, который подробно обсуждается ниже.

Электрон теряет свой спин вследствие прецессии в эффективном магнитном поле (механизм Дзяконова–Переля). Последнее задается величиной

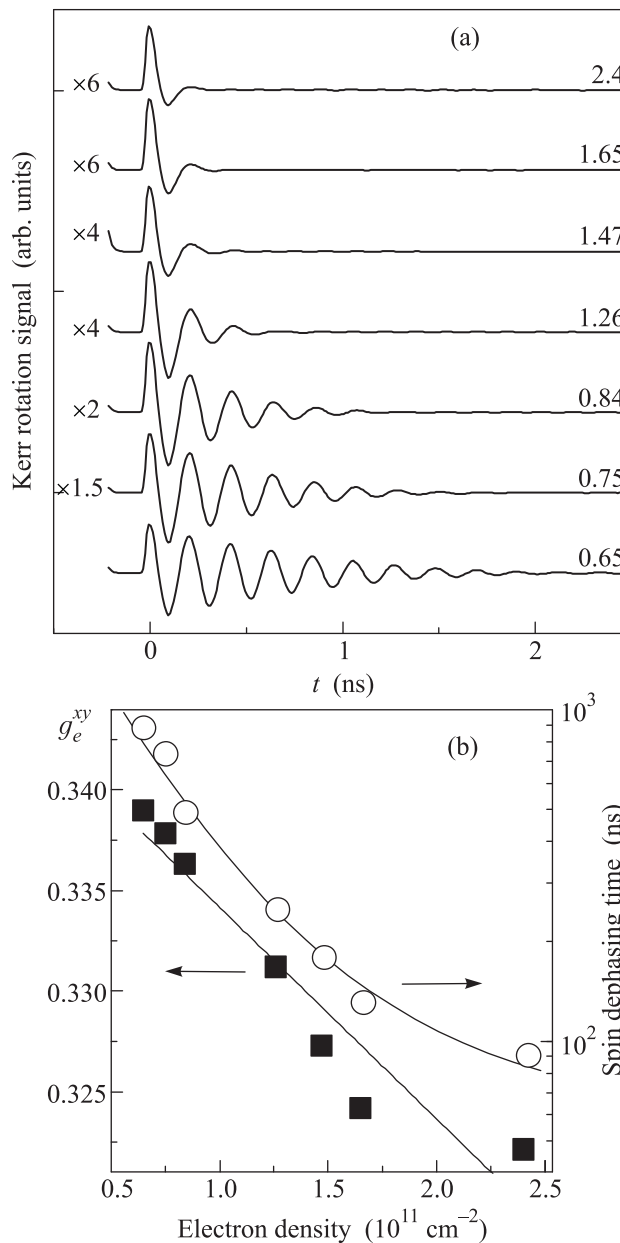


Рис. 1. (а) – Керровский сигнал, записанный при  $B = 1$  Т (геометрия Фойгта), в зависимости от концентрации двумерных электронов (цифры справа от кривых даны в единицах  $10^{11} \text{ см}^{-2}$ ). (б) – Сводная зависимость времени электронной спиновой дефазировки (правая шкала, светлые символы) и зависимости электронного  $g$ -фактора в плоскости квантовой ямы  $g_e^{xy}$  (левая шкала, темные символы) от концентрации двумерных электронов. Сплошные линии приведены для наглядности

спин-орбитального расщепления, зависящего от волнового вектора  $\mathbf{k}$ :

$$\Delta(\mathbf{k}) = \hbar|\Omega(\mathbf{k})| = 2k\sqrt{\alpha^2 + \beta^2 - 2\alpha\beta \cos 2\varphi_k}, \quad (2)$$

где  $\mathbf{\Omega}(\mathbf{k}) = \frac{2}{\hbar}[(\alpha + \beta)k_y, (\beta - \alpha)k_x, 0]$  – вектор частоты спиновой прецессии;  $\alpha$  и  $\beta$  – постоянные Рашбы и Дрессельхауза соответственно;  $\varphi_k$  – угол между направлением  $\mathbf{k}$  и осью  $x \parallel [1\bar{1}0]$ .

Время спиновой релаксации определяется величиной спин-орбитального расщепления и временем релаксации импульса одиночного электрона  $\tau_p^*$  [12]:

$$\frac{1}{\tau_{x,y}} = (\alpha \pm \beta)^2 \tau_p^* \frac{2k_F^2}{\hbar^2}, \quad \frac{1}{\tau_z} = (\alpha^2 + \beta^2) \tau_p^* \frac{4k_F^2}{\hbar^2}, \quad (3)$$

где  $1/\tau_x$ ,  $1/\tau_y$  и  $1/\tau_z$  – компоненты тензора обратных времен спиновой релаксации в главных осях системы,  $x \parallel [1\bar{1}0]$ ,  $y \parallel [110]$ ,  $z \parallel [001]$ . Различия величин  $\tau_x$ ,  $\tau_y$  и  $\tau_z$  связаны с анизотропией спиновой релаксации [13–15]. Если магнитное поле ориентировано под углом  $\theta$  к оси  $x$ , то время затухания спиновых биений в (1) можно представить как [10]:

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{1}{2} \left[ \frac{1}{\tau_z} + \frac{1}{2\tau_x} + \frac{1}{2\tau_y} + \left( \frac{1}{2\tau_x} - \frac{1}{2\tau_y} \right) \cos 2\theta \right], \quad (4)$$

где  $\theta$  – угол между магнитным полем  $\mathbf{B}$  и осью  $x \parallel [1\bar{1}0]$ .

Ранее нами было показано [10], что выражение (4) удобно переписать в виде

$$\tau_s(\theta) = \frac{D}{1 + b \cos 2\theta}, \quad (5)$$

где

$$b = \frac{2\alpha\beta}{3(\alpha^2 + \beta^2)}; \quad D^{-1} = 3\tau_p^* \left( \frac{\beta k_F}{\hbar} \right)^2 [1 + (\alpha/\beta)^2]. \quad (6)$$

Таким образом, экспериментально измеряя  $\tau_p^*$  и степень анизотропии спиновой релаксации (отношение  $\alpha/\beta$ ), можно с помощью полученной зависимости  $\tau_s(n_e)$  определить величину спин-орбитального расщепления как функцию концентрации двумерных электронов  $\Delta(n_e)$ .

Для исследования степени анизотропии спиновой релаксации измерялась зависимость времени спиновой дефазировки от ориентации магнитного поля  $\mathbf{B}$  относительно кристаллографического направления  $[110]$  для углов от  $0^\circ$  до  $90^\circ$  (темные символы). Для удобства она представлена на рис. 2 в полярных координатах. Светлые символы на этом рисунке есть результат экстраполяции в остальные квадранты из симметричных соображений (см. формулу (6)). Теоретическая аппроксимация по формулам (6), (7) позволила получить отношение постоянных Рашбы и Дрессельхауза ( $\alpha/\beta$ ) как функцию концентрации двумерных электронов в КЯ. При темновой концентрации двумерных электронов в КЯ отношение  $\alpha/\beta$

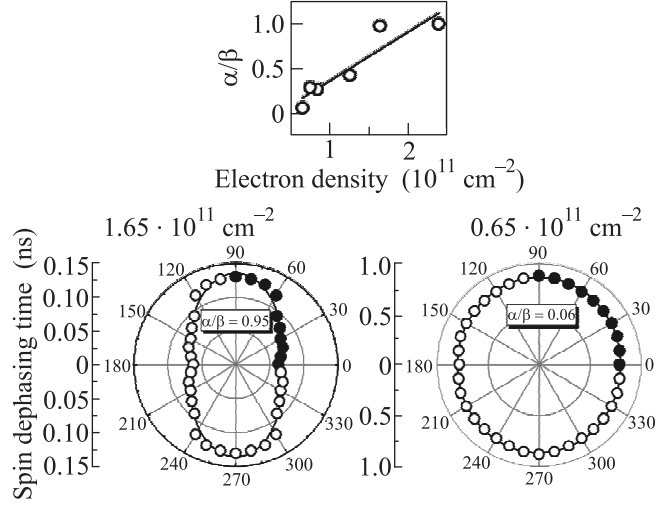


Рис. 2. Время спиновой дефазировки, измеренное как функция угла между  $\mathbf{B}$  и осью  $[110]$ , для двух плотностей двумерных электронов в КЯ при  $B = 1$  Т (геометрия Фойгта, темные символы). Непрерывные кривые – результат теоретической аппроксимации по формуле (5). На вставке показана сводная зависимость  $\alpha/\beta$  от концентрации двумерных электронов в КЯ, полученная с помощью формулы (6). Сплошная линия приведена для наглядности

равно единице. Это означает, что структурная инверсионная асимметрия (СИА, гамильтониан Рашбы) равна по величине объемной инверсионной асимметрии (ОИА, гамильтониан Дрессельхауза). Такая большая величина СИА качественно связана с различными свойствами гетероинтерфейсов, что может быть промоделировано разными высотами барьеров справа и слева относительно КЯ [10]. С уменьшением концентрации двумерных электронов в КЯ величина СИА падает и отношение  $\alpha/\beta$  стремится к нулю. Аналогичное поведение СИА наблюдалось нами в GaAs/AlGaAs двойных туннельно связанных КЯ с приложенным электрическим полем (детали см. в [10]).

Ранее было установлено (см. пионерскую работу Е.Л. Ивченко [16], а также [17] и [4]), что экспериментально определить время релаксации импульса  $\tau_p^*$  можно, измеряя магнитополевою зависимость времени спиновой релаксации  $\tau_s(\mathbf{B})$  в слабом (несколько сот эрстед) магнитном поле (геометрия Фарадея). На рис. 3 представлены результаты измерения такой магнитополевою зависимости для темновой концентрации двумерных электронов в КЯ (светлые символы). Непрерывная кривая – аппроксимация экспериментальных точек параболической зависимостью

$$\tau_s(\mathbf{B})/\tau_s(0) = 1 + (\omega_c \tau_p^*)^2, \quad (7)$$

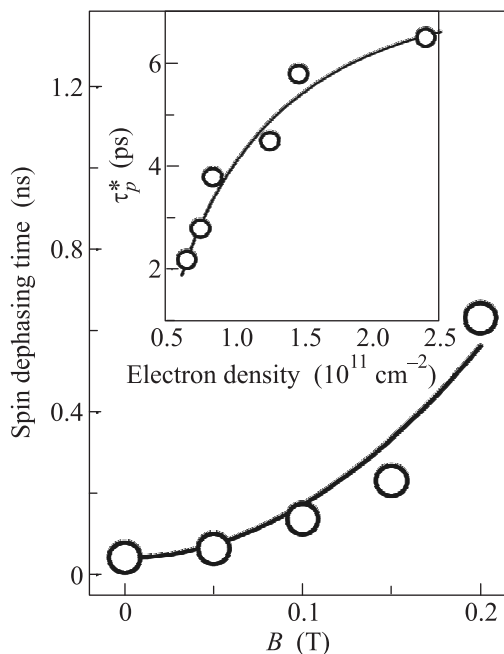


Рис. 3. Время спиновой дефазировки, измеренное как функция продольного магнитного поля, для темновой концентрации двумерных электронов (геометрия Фарадея, светлые символы). Непрерывная кривая – результат аппроксимации с помощью формулы (7). На вставке показана сводная зависимость времени релаксации импульса  $\tau_p^*$  от концентрации двумерных электронов в КЯ. Сплошная кривая приведена для наглядности

где  $\omega_c = \frac{eB}{m_e c}$  – циклотронная частота двумерных электронов.

На вставке к рис. 3 приведена сводная зависимость времени релаксации импульса  $\tau_p^*$  от концентрации двумерных электронов в КЯ. Наблюдаемое в эксперименте снижение  $\tau_p^*$  обусловлено влиянием электрон-электронного взаимодействия. Оно было предсказано в работах [12, 18]. Согласно развитой теории при уменьшении концентрации двумерных электронов уменьшается энергия Ферми, а частота электрон-электронных столкновений увеличивается (см. формулу (28) в работе [18]), что согласуется с данными экспериментов [3, 4].

На рис. 4а представлены рассчитанные по формуле (6) абсолютные значения постоянных Дрессельхауза ( $\beta$ ) и Рашбы ( $\alpha$ ) в зависимости от концентрации двумерных электронов. Видно, что в исследуемом образце изменение концентрации двумерных электронов существенно отражается только на значении постоянной гамильтониана Рашбы  $\alpha$ , в то время как  $\beta$  меняется незначительно. На рис. 4б продемонстрировано поведение величины спин-орбитального

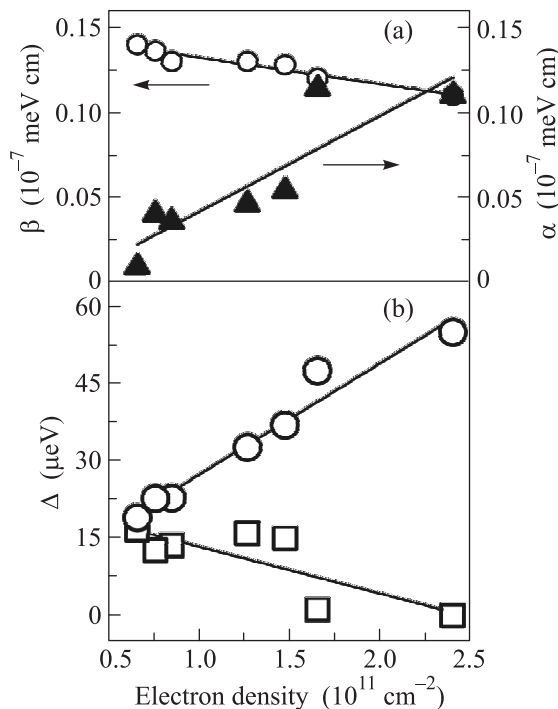


Рис. 4. (а) – Экспериментальная зависимость постоянных Дрессельхауза ( $\beta$ , круглые символы) и Рашбы ( $\alpha$ , треугольные символы) от плотности двумерного электронного газа. (б) – Экспериментальная зависимость спин-орбитального расщепления вдоль направлений  $[1\bar{1}0]$  (круглые символы) и  $[110]$  (квадратные символы) от плотности двумерного электронного газа. Сплошные прямые приведены для наглядности

расщепления при изменении концентрации двумерных электронов для двух ортогональных кристаллографических направлений. При максимальной концентрации двумерных электронов спин-орбитальное расщепление максимально вдоль направления  $[110]$  и отсутствует в направлении  $[\bar{1}\bar{1}0]$ , что соответствует максимальной степени анизотропии спиновой релаксации. По мере уменьшения концентрации двумерных электронов степень анизотропии уменьшается и, как следствие, уменьшается разница в величине спин-орбитального расщепления для двух взаимно ортогональных направлений:  $[1\bar{1}0]$  и  $[110]$ . При этом существенно (в 3 раза) уменьшается абсолютная величина спин-орбитального расщепления, что соответствует росту времени спиновой релаксации примерно в 10 раз (рис. 1б, правая шкала).

Таким образом, в данной работе была исследована когерентная спиновая динамика квазидвумерных электронов разной плотности в GaAs квантовой яме. Найдено, что время электронной дефазировки сверхлинейно увеличивается с уменьшением

электронной плотности. С помощью измерения степени анизотропии спиновой релаксации электронов и времени релаксации квазиимпульса получена зависимость спин-орбитального расщепления от плотности двумерного электронного газа.

Авторы выражают благодарность М.М. Глазову, Л.Е. Голубу и Л.В. Кулику за плодотворные обсуждения и замечания. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 12-02-00796).

1. V. Umansky, M. Heiblum, Y. Levinson et al., *J. Crystal Growth* **311**(7), 1658 (2009); M. Atatüre, *Phys. Rev. B* **81**, 035332 (2010).
2. T. Korn, *Physics Reports* **494**, 415 (2010).
3. M. A. Brand, A. Malinowski, O. Z. Karimov et al., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 236601 (2002).
4. M. Griesbeck, M. M. Glazov, T. Korn et al., *Phys. Rev. B* **80**, 241314 (2009).
5. W. J. H. Leyland, G. H. John, R. T. Harley et al., *Phys. Rev. B* **75**, 165309 (2007).
6. I. K. Drozdov, L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev et al., *Phys. Rev. Lett.* **105**, 126802 (2010).
7. D. Fukuoka, K. Oto, K. Muro et al., *Phys. Rev. Lett.* **105**, 126802 (2010).
8. I. V. Kukushkin, K. von Klitzing, K. Ploog et al., *Phys. Rev. B* **40**, 4179 (1989).
9. S. Ernst, A. R. Goni, K. Syassen, and K. Eberl, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 4029 (1994).
10. A. V. Larionov and L. E. Golub, *Phys. Rev. B* **78**, 033302 (2008).
11. A. V. Larionov and A. V. Sekretenko, *Pis'ma v ZhETF* **74**, 934 (2011).
12. Е. Л. Ивченко, М. М. Глазов, *Письма в ЖЭТФ* **75**, 476 (2002).
13. N. S. Averkiev and L. E. Golub, *Phys. Rev. B* **60**, 15582 (1999).
14. N. S. Averkiev and L. E. Golub, *Semicond. Sci. Technol.* **23**, 114002 (2008).
15. N. S. Averkiev, L. E. Golub, A. S. Gurevich et al., *Phys. Rev. B* **74**, 033305 (2006).
16. Е. Л. Ивченко, *ФТТ* **15**, 1566 (1973).
17. Е. Л. Ивченко, П. С. Копьев, В. П. Кочерешко и др. *Письма в ЖЭТФ* **47**, 407 (1988).
18. Е. Л. Ивченко, М. М. Глазов, *ЖЭТФ* **126**, 1465 (2004).