

ОПТИЧЕСКОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ СПИНОВОЙ РЕЛАКСАЦИИ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ФОТОВОЗБУЖДЕНИИ

*В.Е.Житомирский, В.Е.Курничев, А.И.Филин, В.Б.Тимофеев,
Б.Н.Шепель, К.фон Клитцинг**

*Институт физики твердого тела РАН
142432 Черноголовка, Моск. обл.*

**Max-Planck-Institute für Festkörperforschung
Stuttgart, FRG*

Поступила в редакцию 6 августа 1993 г.

Впервые осуществлено прямое оптическое детектирование процесса установления спиновой ориентации двумерных электронов в квантующем магнитном поле в условиях, когда поправки связанные с обменным взаимодействием спинов электрона и фотовозбужденной дырки сведены к нулю. Время установления спинового равновесия, определенное из время-разрешенных измерений, оказывается порядка 5нс в поле 2,6Тл. Демонстрируется замедление спиновой релаксации с уменьшением номера уровня Ландау и одновременным увеличением магнитного поля. Экспериментальные результаты свидетельствуют в пользу механизмов переворота спина, связанных со спин-орбитальным взаимодействием.

1. Большое количество экспериментальных [1-7] и теоретических [8,9] работ, выполненных в последнее время, посвящены процессам спиновой релаксации электронов в двумерных системах. Специфика двумерной задачи – квантование спина в направлении, совпадающем с направлением квантования движения электронов, а также дискретность энергетического спектра в больших магнитных полях ($\hbar\omega_c \gg kT$). Поскольку переворот спина электрона требует магнитного взаимодействия, можно выделить четыре основных механизма спиновой релаксации – рассеяние на парамагнитной примеси, контактное взаимодействие с основными ядрами решетки, обменное взаимодействие со спином фотовозбужденных дырок, спин-орбитальное взаимодействие и связанные с ним поправки к гамильтониану электронной системы, приводящие к перемешиванию разных спиновых состояний. В совершенных гетероструктурах, выращиваемых методом молекулярно-лучевой эпитаксии, концентрация парамагнитных примесей может быть сделана настолько малой, чтобы не оказывать существенного влияния на релаксацию 2Д-электронов. Очень большие времена релаксации неравновесной намагниченности ядер решетки (десятки минут [5]), вызванной контактным взаимодействием с 2Д-электронами, означает малую скорость и для обратного канала рассеяния. Экситонные эффекты, неизбежно возникающие при оптической накачке в симметричных квантовых ямах, должны приводить к быстрым процессам обмена спинов электрона и дырки. Релаксация спина дырки происходит быстро благодаря сильному спин-орбитальному взаимодействию – в отличие от электронов проводимости (*s*-состояние) дырки в GaAs имеют волновую функцию *p*-типа. В результате время релаксации спина дырки оказывается порядка времени релаксации по импульсу, а спин электрона отслеживает эту релаксацию за счет обмена. Работы по деполяризации оптической ориентации двумерных носителей в скрещенном магнитном поле (эффект Ханле) [3], время-разрешенные измерения при резонансном оптическом ориентировании [1,2] дают величины ~ 150 пс

для времени спиновой релаксации электронов, связанных в экситон со свободной дыркой. Существующие на настоящий момент транспортные исследования спин-зависящих процессов [4-7] дают косвенные оценки времени спиновой релаксации гораздо большей величины $\sim 5-10$ нс. Есть все основания полагать, что при этом может проявляться последний из четырех рассматриваемых механизмов спин-орбитальное взаимодействие. В этом случае перемешивание спиновых состояний осуществляется за счет членов, связанных с отсутствием центра инверсии как на самой гетерогранице (включая электрическое поле, формирующее яму), так и в объеме GaAs самого по себе. Решение уравнения Шредингера в квантующем магнитном поле

$$E_{n\downarrow} = (n + 1/2)\hbar\omega_c - 1/2g\mu_b B, \quad E_{n\uparrow} = (n + 1/2)\hbar\omega_c + 1/2g\mu_b B \quad (1)$$

определяет энергию уровня Ландау с номером n , включая зеемановское расщепление. С учетом спин-орбитальных членов [9-11] собственные энергии

$$E_{n\pm} = (E_{n+1\uparrow} + E_{n\downarrow})/2 + [((E_{n+1\uparrow} - E_{n\downarrow})/2)^2 + \beta^2\hbar\omega_c(n+1)]^{1/2} \quad (2)$$

будут лишь слабо отличаться от невозмущенных состояний уровней Ландау $E_{n+} \approx E_{n+1\uparrow}$, $E_{n-} \approx E_{n\downarrow}$, однако наличие перемешивания состояний с разным направлением спина $\Psi_{n\pm} = a_{\pm}(n)|n, \downarrow\rangle + b_{\pm}(n)|n+1, \uparrow\rangle$, будет определять процессы с переворотом спина, включающие изменение на единицу номера уровня Ландау. Упругое рассеяние электронов на крупномасштабных флуктуациях случайного потенциала (удаленные за спейсер заряженные примеси) и испускание акустических фононов может приводить к переходам между разными уровнями Ландау и, в меру спин-орбитального взаимодействия, будет сопровождаться переворотом спина.

2. В наших экспериментах исследовались спектры рекомбинации 2Д-электронов в одиночном гетеропереходе с дыркой, связанной на акцепторе, который находился в δ -слое на расстоянии 300 \AA от электронного канала. Концентрация электронов задавалась заряженными примесями (легированием AlGaAs) за спейсером, составлявшим 225 \AA . В отличие от работ [1-3] влияние свободных дырок на релаксацию 2Д-электронов в наших экспериментах было сведено к нулю – дырка на акцепторе, является нейтральным образованием, слабое перекрытие волновых функций 2Д-электрона и дырки следует из аномально длинных радиационных времен рекомбинации с фотовозбужденной дыркой, находящейся на акцепторе, ~ 270 нс [13]. Эффекты, связанные с процессом установления спинового равновесия, могли наблюдаться как в стационарном режиме, так и при импульсном возбуждении. На вставке к рис.1 показаны магнитоосцилляции интенсивности рекомбинации с электронами из неравновесно заполненной возбужденной подзоны размерного квантования [14]. Как известно, эти осцилляции отражают осцилляции времени безызлучательной релаксации неравновесных электронов, индуцированных оптической накачкой на уровень возбужденной подзоны [15,16]. Время жизни в максимумах осцилляций составляет десятки наносекунд, а в минимумах ~ 5 нс [15]. Спектры рекомбинации были измерены в магнитных полях, соответствующих фактору заполнения 4 в основной подзоне, в максимуме и минимуме осцилляций интенсивности рекомбинации из возбужденной подзоны. Они показаны на рис.1 в σ^- - и σ^+ -поляризациях, спектры в σ^+ -поляризации отнормированы на поляризацию дырок. Схема оптических переходов между электронными

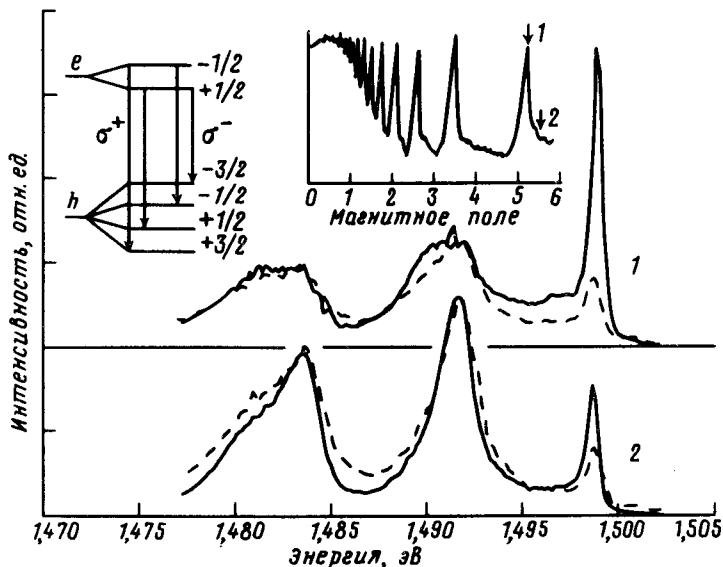


Рис.1. Спектры рекомбинации 2Д-электронов, измеренные в максимуме (1) и минимуме (2) магнитоосцилляций интенсивности рекомбинации электронов из возбужденной подзоны размерного квантования (изображены на вставке). Спектры приведены попарно в σ^- - и σ^+ -поляризациях, спектры в σ^+ поляризации отнормированы на спиновую поляризацию дырок. Совпадение пар спектров для нижней подзоны связано с тем, что ее 0-й и 1-й уровни Ландау (крайние слева) в этих магнитных полях заполнены полностью. Разница в нормированных спектрах для рекомбинации с электронами возбужденной подзоны (крайний уровень справа на рис.) связана с электронной спиновой поляризацией

и дырочными уровнями представлена рядом. Учитывая разницу матричных элементов $\sim 1:3$ для переходов с легкой ($\pm 1/2$) и тяжелой ($\pm 3/2$) дырками можно показать, что даже в больших магнитных полях поляризация люминесценции будет зависеть от электронной поляризации, причем эта зависимость очень близка к линейной: $\rho_1 = \rho_0 + \alpha \rho_e$. При факторе заполнения 4 электроны нижней подзоны не могут быть поляризованы по спину \sim все спиновые подуровни 0-го и 1-го уровней Ландау заполнены полностью, а значит одинаково. Поляризация рекомбинационного излучения с электронами основной подзоны отражает лишь поляризацию спинов дырочной системы, поэтому спектры в σ^+ - и σ^- -поляризациях домножены до совпадения. Разница между отнормированными спектрами в районе рекомбинации с неравновесными электронами возбужденной подзоны является проявлением их спиновой поляризации. Хорошо видна разность между ситуациями, отвечающими большему времени жизни неравновесных электронов (большая спиновая поляризация) и меньшему времени жизни (малая спиновая поляризация). Ориентация спинов возбужденных электронов квантуемым магнитным полем не успевает произойти за первые несколько наносекунд и оканчивается за последующие десятки наносекунд.

3. Точное определение времен спиновой релаксации было выполнено с помощью измерений методом время-скоррелированного счета фотонов при оптической накачке пикосекундными импульсами лазера на $\lambda = 6050 \text{ \AA}$. Мощный импульс лазера был расфокусирован в пятно $\sim 3 \text{ мм}$ на образце (средняя плотность мощности $\sim 50 \text{ мВт/см}^2$). Для исключения эффектов, связанных с

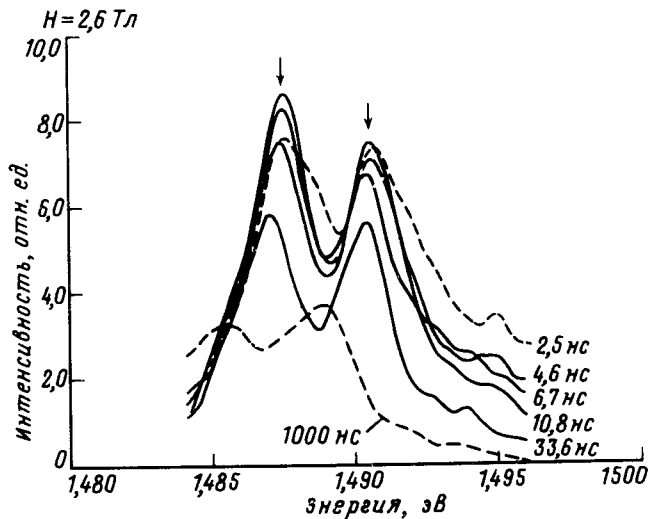


Рис.2. Спектры рекомбинации, измеренные при различных задержках после прихода очередного импульса лазера. Изменение положения уровней Ландау в секторе связано с изменением концентрации 2Д-электронов

неоднородностями в засвеченной системе, люминисценция детектировалась из центральной части лазерного пятна размерами около 0,1 мм. Дальнейшие измерения основаны на эффекте уменьшения концентрации 2Д-электронов при фотовозбуждении фотонами с энергией больше ширины запрещенной зоны в AlGaAs [17]. Как отмечено в [13], при достаточно мощных импульсах накачивающего лазера можно наблюдать следующую установившуюся зависимость концентрации электронов от времени: скачкообразное изменение концентрации сразу после прихода импульса лазера и последующую медленную релаксацию вплоть до прихода через 1,2 мкс следующего импульса. На рис.2 показаны спектры рекомбинационной люминисценции, снятые с различными задержками после прихода импульса лазера. Хорошо заметна разница в положении уровней Ландау в спектрах перед приходом импульса лазера (задержка 1 мкс) и сразу после прихода (задержка 2,5 нс), изменение положения уровней за первые 40 нс весьма малы, так что, в хорошем приближении, мы могли изучать относительно короткие процессы спиновой релаксации после скачкообразного изменения концентрации 2Д-электронов. Фактор заполнения в 2Д-газе до и после прихода лазерного импульса можно с хорошей точностью (~ 5%) определить по полному угасанию линии рекомбинации с электронами 1-го уровня Ландау. Магнитное поле при этом соответствует фактору заполнения $\nu = 2$ 2Д-электронов. Фактор заполнения в произвольном поле легко может быть вычислен: $\nu = 2H/H_0$. Нами специально были подобраны мощность лазера и магнитное поле ($H = 2,6$ Тл) так, чтобы осуществлялся скачок с фактора заполнения 4 на фактор заполнения 3 сразу после прихода импульса лазера (соответствующие спектры и приведены на рис.2). Двумерные электроны, изначально не поляризованные по спину (на факторе заполнения 4 все спиновые подуровни заполнены полностью), скачком переводились в ситуацию, в которой на верхнем уровне Ландау должна возникнуть поляризация за счет зеемановского расщепления. Время установления этой поляризации и есть предмет наших дальнейших измерений.

4. На рис.3а представлены зависимость поляризации $\rho = (\sigma_- - \sigma_+)/(\sigma_- + \sigma_+)$

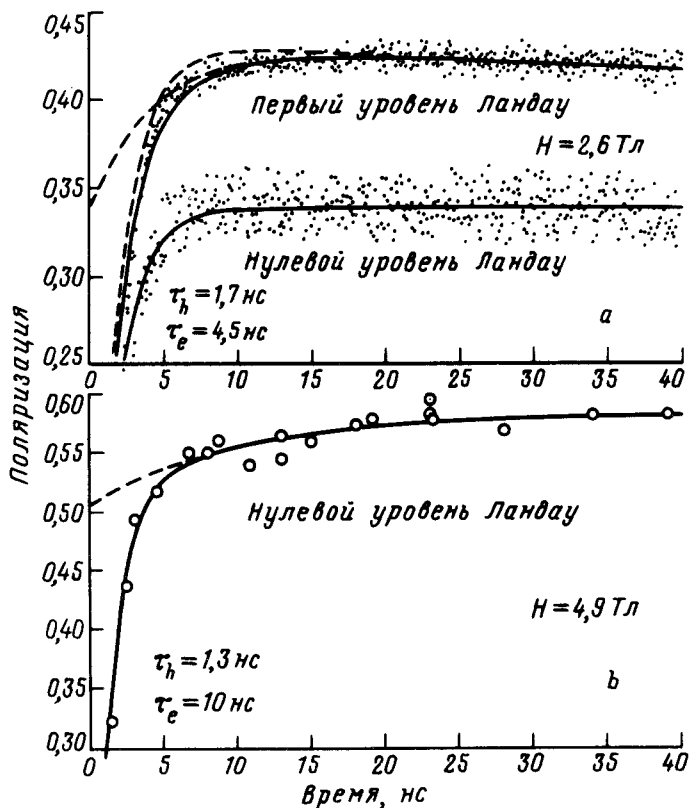


Рис.3. Зависимость степени циркулярной поляризации излучательной рекомбинации 2Д-электронов от времени после прихода лазерного импульса. Наблюдаются два процесса: установление за время τ_h поляризации по спину фотовозбужденных дырок, и установление за время τ_e спиновой поляризации электронной системы. В случае а осуществлялся скачок с фактора заполнения 3, и поляризация определялась в фиксированных спектральных положениях (см. рис.2). В случае б осуществлялся скачок с фактора 2 на фактор 1, а поляризация определялась из спектров. Установление разницы поляризации люминесценции из полностью и частично заполненного уровня связано с установлением поляризации электронов по спину

0-го и 1-го уровней Ландау в описанной выше ситуации. Разница между кривыми, как было отмечено выше, связана с разной спиновой поляризацией рекомбинирующих электронов. Время установления спиновой поляризации дырок на акцепторе, исследованное ранее в работе [18], $t_h \sim 1,7$ нс получено из зависимости степени поляризации $\rho = \rho_0(1 - e^{-t/t_h})$ 0-го уровня Ландау, на котором электронная поляризация отсутствует полностью. Из рис.3а видно, что, в отличие от 0-го, поведение поляризации 1-го уровня Ландау не удастся описать одноэкспоненциальной зависимостью. Разница $\Delta\rho = \rho_1 - \rho_0 = \gamma(1 - e^{-t/t_e})$, связанная с поляризацией по спину электронов 1-го уровня Ландау, построена на рис.3 пунктиром для постоянной времени $t_e = 4,5$ нс, $\gamma(t)$ – слабо падающая зависимость, отражающая увеличение концентрации 2Д-электронов. К приходу следующего импульса через 1,2 мкс $\gamma(t)$ упадет до нуля, поскольку фактор заполнения станет равен 4 и оба спиновых подуровня 1-го уровня Ландау окажутся заполнены одинаково полностью. Аналогичная процедура была проделана для большей мощности лазера и магнитного поля $H = 4,9$ Тл, когда фактор заполнения скачком менялся с 2 до 1. Из-за того, что 0-й уровень Ландау (а в этой ситуации все электроны находятся только на нем)

изменяет свое спектральное положение при таких мощностях лазера слишком быстро, мы определяли степень поляризации из спектров. Полученный набор точек построен на рис.3б. Время спиновой релаксации оказалось равным 10 ± 3 нс.

5. Полученные нами времена установления спиновой ориентации возбужденной системы двумерных электронов ~ 5 нс в поле 2,6Тл сильно отличаются от результатов опубликованных до сих пор оптических исследований [1-3], в которых главную роль играют обменные взаимодействия спинов фотовозбужденных электрона и дырки, и совпадают с временами, косвенно извлеченными из транспортных измерений [6,7]. Торможение релаксации в больших магнитных полях для меньших номеров уровня Ландау может соответствовать механизму спиновой релаксации через спин-орбитальное взаимодействие, это видно из формулы (2), в которую спин-орбитальные поправки входят с весом $(n+1)/\hbar\omega_c$.

В заключение авторы выражают благодарность К.Плогу за предоставленные образцы. Работа была выполнена при частичной поддержке фонда фундаментальных исследований Российской Академии наук.

-
1. S.Bar-Ad and I.Bar-Joseph Phys. Rev. Lett. **68**, 349 (1992).
 2. V.Srinivas, Y.J.Chen, and C.E.Wood, Phys. Rev. **B47**, 10907 (1993).
 3. Е.Л.Ивченко, П.С.Копьев, В.П.Кочерешко и др., **47**, 407 (1988).
 4. M.Dobers, K.v.Klitzing, G.Weimann, K. Ploog Phys. Rev. **B38**, 5453 (1988).
 5. M.Dobers, K.v.Klitzing, J.Schneider et al., Phys. Rev. Lett. **61**, 1650 (1988).
 6. В.Т.Долгополов, А.А.Шашкин, Г.М.Гусев, З.Д.Квон Письма в ЖЭТФ **53**, 461 (1991).
 7. G.Muller, L.Weiss, A.V.Khaetskii et al., Phys. Rev. **B45**, 3932 (1992).
 8. A.V.Khaetskii, Phys. Rev. **B45**, 13777 (1992).
 9. G.Bastard, Phys. Rev. **B46**, 4253 (1992).
 10. М.И.Дьяконов, В.И.Перель, ЖЭТФ **33**, 1053 (1971).
 11. Ю.А.Бычков, Э.И.Рашба, Письма в ЖЭТФ **39**, 66 (1984).
 12. I.V.Kukushkin, K.v.Klitzing, and K.Ploog, Phys. Rev. **B37**, 8509 (1988).
 13. А.Ф.Дите, К.фон Клитцинг, И.В.Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ **54**, 393 (1991).
 14. В.Е.Кирпичев, К.фон Клитцинг, И.В.Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ **51** 630 (1990).
 15. А.Ф.Дите, К.фон Клитцинг, И.В.Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ **54**, 635 (1991).
 16. A.I.Fal'ko, Phys. Rev. **B47**, 13585 (1993).
 17. I.V.Kukushkin, K.v.Klitzing, K.Ploog et al., Phys. Rev. **B40**, 4179 (1989).
 18. А.И.Филин, А.Ф.Дите, К.фон Клитцинг и др., Письма в ЖЭТФ **56**, 160 (1992).