

Эффект Ханле в неоднородно легированном GaAs

© Р.И. Джюев, Б.П. Захарченя, К.В. Кавокин, М.В. Лазарев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: dzhioev@orient.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 2 июня 2003 г.)

В стационарных условиях оптической ориентации исследовано распределение спиновой плотности в гетероструктуре GaAs/AlGaAs. Дан подробный анализ динамики и релаксационных процессов, ответственных за установившуюся пространственную неоднородность спиновой ориентации. Определены концентрации акцепторной примеси в разных областях неоднородно легированного арсенида галлия. Концентрации определялись по временам спиновой релаксации, измеренным методом оптической ориентации.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований.

1. На спиновую ориентацию в полупроводниках возлагают большие надежды в связи с ее возможным использованием для записи, обработки и хранения информации [1]. В последнее время наблюдается всплеск активности в исследованиях спиновых явлений в разных материалах, в том числе и полупроводниковых. Обнаружены рекордно большие времена спиновой памяти электронов в *n*-GaAs [2]. Для *p*-GaAs показано, что время спиновой релаксации превышает время жизни фотовозбужденных электронов [3], а уменьшение ориентации происходит из-за переизлучения. В арсениде галлия и гетероструктурах на его основе можно управлять временем спиновой релаксации с помощью внешнего магнитного поля [4], уровня легирования [2], электрического поля [5], энергии возбуждающих фотонов [6].

Манипулирование электронным спином как носителем информации органически связано с неоднородностью распределения спиновой плотности и транспортом спина. Неоднородность распределения спина позволяет также определять кинетические параметры рекомбинации и механизмы переноса носителей заряда и их среднего спина [3]. Заметим, что в полупроводниках первое наблюдение перемещения неравновесного спина оптически ориентированных электронов было осуществлено в эксперименте с неоднородной структурой. Было продемонстрировано, что при перемещении электронов через интерфейс из сравнительно широкозонного полупроводника в узкозонный спиновая ориентация сохраняется [7]. Позже наблюдали и дрейф поляризованных по спину носителей в варизонных структурах [8].

Влияние неэквивалентности условий рекомбинации у поверхности кристалла и в его объеме на оптическую ориентацию в легированном арсениде галлия было обнаружено еще раньше [9]. Исследовались деполяризация краевой люминесценции в поперечном магнитном поле (эффект Ханле) и зависимость темпа деполяризации от энергии квантов возбуждающего света. Идея опыта заключалась в следующем. В GaAs мы имеем дело с прямыми оптическими переходами и, следовательно, с большими коэффициентами поглощения α . Оптическая ориентация создается в тонком приповерхностном слое кристалла, эффективная толщина которого

$d \sim \alpha^{-1}$ сильно меняется с изменением энергии квантов возбуждающего света E_{hv} . Если скорость поверхностной рекомбинации электронов η достаточно велика (отношение η/d составляет величину порядка обратного времени жизни спиновой ориентации T_s^{-1}), ее можно измерить с помощью эффекта оптической ориентации. При $T = 77$ К наблюдалось изменение полуширины зависимостей $\rho(H)$ с изменением энергии возбуждения (ρ — степень циркулярной поляризации люминесценции, H — поперечное магнитное поле), что и было объяснено влиянием скорости спиновой релаксации и рекомбинации на свободной поверхности GaAs [9,10].

Однако подробное исследование кинетических параметров разными методами [3,11], проведенное позже на образцах GaAs с тем же уровнем легирования, дало противоречащий выводам работы [9] результат: поверхностная рекомбинация в *p*-GaAs при 77 К незначительна и не должна оказывать влияния на оптическую ориентацию.

В данной работе приведены результаты дополнительных экспериментов на гетероструктурах *p*-GaAs/AlGaAs, в том числе и на образцах, использованных в [9], и выяснена причина противоречивой трактовки результатов экспериментов по эффекту оптической ориентации в [3,11] и [9]. Показано, что изменение темпа магнитной деполяризации люминесценции при изменении энергии квантов возбуждающего света связано с неоднородностью распределения концентрации акцепторов от поверхности в глубь слоя *p*-GaAs в структуре, исследовавшейся в первых экспериментах [9].

В работе [11] измерения проводились в стационарных условиях при комнатной температуре с использованием высокочастотной (26.6 kHz) модуляции поляризации и интенсивности люминесценции. Эта методика измерения длины диффузии неравновесных носителей основана на использовании самопоглощения, т.е. поглощения рекомбинационного излучения в самом образце — в данном случае в кристалле GaAs [12]. Если известна зависимость коэффициента поглощения α от длины волны света λ , по изменению формы линии люминесценции можно судить о распределении концентрации неравновесных носителей заряда.

При облучении поверхности кристалла светом с энергией квантов $E_{hv} \geq E_g$ пространственное распределение

фотовозбужденных носителей в основном обусловлено их диффузией в глубь образца и рекомбинацией. Распределение концентрации неравновесных носителей в тонких кристаллах (толщиной порядка диффузионной длины электронов) зависит от скорости рекомбинации на поверхности, противоположной возбуждаемой. На свободной поверхности p -GaAs ($p \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) скорость поверхностной рекомбинации достаточно велика (при $T = 300 \text{ K}$ $\eta_0 = 8 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$ [13]). Однако известно, что при кристаллизации твердого раствора на поверхности GaAs происходит пассивация: число дефектов и состояний, характерных для свободной поверхности GaAs, существенно уменьшается [14], и в результате скорость поверхностной рекомбинации падает.

Исследовать эти эффекты в тонких слоях удобнее всего по спектральным зависимостям отношения интенсивностей люминесценции, выходящей через противоположные поверхности плоскопараллельного образца: $I_1(\lambda)/I_2(\lambda)$. Это отношение не содержит параметров, определяющих форму линии люминесценции, что облегчает анализ экспериментальных данных. Ход зависимости $I_1(\lambda)/I_2(\lambda)$ определяется формой зависимости $\alpha(\lambda)$ на краю поглощения и пространственным распределением носителей в кристалле.

Работа по исследованию влияния неоднородности в распределении концентрации электронов и их спиновой плотности на эффект оптической ориентации выполнялась в три этапа. На первом этапе проводились эксперименты по измерению зависимости коэффициента поглощения α от длины волны для исследуемых слоев GaAs в спектральной области краевой люминесценции. На втором этапе была измерена зависимость $I_1(\lambda)/I_2(\lambda)$ и с использованием $\alpha(\lambda)$ определена скорость рекомбинации на свободной поверхности GaAs при комнатной температуре. Далее было экспериментально показано, что при температуре 77 K рекомбинация электронов на свободной поверхности GaAs незначительна и не влияет на распределение концентрации электронов от возбуждаемой светом гетерограницы в глубь слоя арсенида галлия. На третьем этапе были выполнены эксперименты на образцах, которые использовались в работе [9]. Исследовались спектры люминесценции и оптическая ориентация электронов в геометрии „на отражение“. Результаты этих экспериментов указывают на существенную неоднородность легирования вблизи свободной поверхности кристалла GaAs.

2. Первая группа образцов представляла собой „инверсные структуры“ [15], которые используют при производстве фотокатодов на основе GaAs. На подложке GaAs методом жидкостной эпитаксии выращивалась слоистая структура $(n\text{-Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As})/(p\text{-GaAs})/(p\text{-Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As})$ толщиной 0.5 mm. Активный слой p -GaAs толщиной $8 \mu\text{m}$ легировался германием до уровня $(3-5) \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Буферный слой $p\text{-Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ толщиной $1-2 \mu\text{m}$, легированный германием до уровня $(5-8) \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, покрывался слоем SiO_2 толщиной 150–200 nm. Затем данная структура сплавлялась

методом термокомпрессии со стеклом, имеющим коэффициент термического расширения, близкий к характерному для арсенида галлия. В дальнейшем подложка и стопорный слой $n\text{-Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ удалялись химическим травлением. Далее приводятся результаты экспериментов для двух образцов, которые отличаются только толщиной слоя p -GaAs (2.5 и $5 \mu\text{m}$).

Параметры, характеризующие пространственное распределение электронов в слое GaAs, определялись по спектральной зависимости отношения интенсивностей люминесценции $I_{\text{tr}}/I_{\text{ref}}(\lambda)$, выходящей из слоя GaAs через противоположные поверхности, т.е. в геометриях „на просвет“ и „на отражение“. Как известно, в GaAs коэффициент поглощения может меняться на три-четыре порядка в пределах полосы краевой люминесценции и достигать на ее коротковолновом крае величин порядка 10^4 [16]. Излучение, испускаемое при рекомбинации электронов в глубине слоя, выходит, как уже отмечалось, через обе его поверхности ослабленным из-за самопоглощения. При стационарном возбуждении вблизи одной из поверхностей неоднородное пространственное распределение электронов, устанавливающееся в результате диффузии и рекомбинации, приводит к тому, что люминесценция „на просвет“ проходит в поглощающей среде в среднем больший путь, чем люминесценция „на отражение“. Величина $I_{\text{tr}}/I_{\text{ref}}$ близка к единице в длинноволновой области спектра (где коэффициент поглощения α мал) и убывает с уменьшением длины волны люминесценции (по мере роста α). Таким образом, зависимость $I_{\text{tr}}/I_{\text{ref}}(\lambda)$ содержит информацию о пространственном распределении неравновесных электронов в кристалле, которую можно извлечь, сравнивая измеренные значения $I_{\text{tr}}/I_{\text{ref}}(\lambda)$ с рассчитанными. При этом наибольшая чувствительность достигается, когда толщина слоя составляет величину порядка диффузионной длины электронов.

Аналитическая зависимость $I_{\text{tr}}/I_{\text{ref}}(\lambda)$ выражается следующим образом:

$$\frac{I_{\text{tr}}}{I_{\text{ref}}} = \frac{\int_0^d n(Z)e^{-\alpha(\lambda)(d-Z)} dZ}{\int_0^d n(Z)e^{-\alpha(\lambda)Z} dZ}, \quad (1)$$

где n — концентрация электронов, Z — пространственная координата вдоль нормали к поверхности кристалла, d — толщина слоя.

Чтобы найти $n(Z)$, необходимо решить уравнение диффузии для неравновесных электронов при соответствующих граничных условиях

$$D n''(Z) - \frac{n(Z)}{\tau} = 0, \quad (2)$$

$$D n'(0) = -I + \eta_0 n(0),$$

$$D n'(d) = -\eta_d n(d),$$

где D — коэффициент диффузии, τ — время жизни, I — интенсивность накачки, η_0 и η_d — скорости рекомбинации соответственно на возбуждаемой и противоположной ей поверхностях слоя.

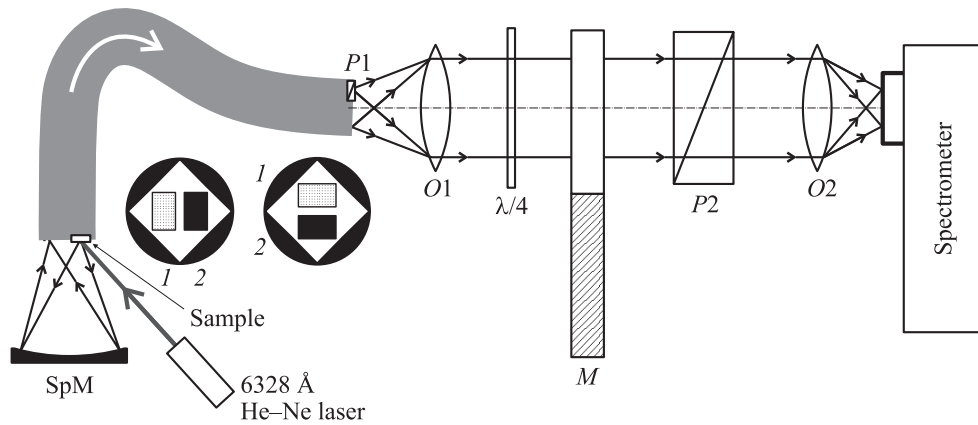


Рис. 1. Схема установки для измерения отношения интенсивностей фотолюминесценции в геометрии „на просвет“ и „на отражение“ (I_{tr}/I_{ref}).

При записи (2) учитывалось, что ширина пучка возбуждающего света много больше, а глубина его проникновения в кристалл много меньше толщины слоя и диффузионной длины электронов. Подставляя решение уравнения (2) в (1), получаем

$$\frac{I_{tr}}{I_{ref}} = e^{-\alpha d} \frac{(1 - \xi) \frac{e^{\alpha d} - e^{-d/L}}{1 + \alpha L} - (1 + \xi) \frac{e^{\alpha d} - e^{-d/L}}{1 - \alpha L}}{(1 - \xi) \frac{e^{-\alpha d} - e^{-d/L}}{1 - \alpha L} - (1 + \xi) \frac{e^{-\alpha d} - e^{-d/L}}{1 + \alpha L}}, \quad (3)$$

где $L = \sqrt{D\tau}$ — диффузионная длина электронов, $\xi = \eta_d \tau / L$ — безразмерный параметр, характеризующий относительный вклад рекомбинации на поверхности, противоположной возбуждаемой (отметим, что поверхностная рекомбинация на возбуждающей поверхности не влияет на отношение I_{tr}/I_{ref}). В дальнейшем будем обозначать этот параметр для свободной поверхности как ξ_f , а для интерфейса — как ξ_i .

Оптическая схема установки для измерения I_{tr}/I_{ref} изображена на рис. 1. Образец, закрепленный на торце регулярного (не искажающего изображение) световода, возбуждается лучом He-Ne-лазера ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$). С помощью сферического вогнутого зеркала SpM, установленного на двойном фокусном расстоянии от образца, люминесценция „на отражение“ фокусируется на торце световода рядом с образцом. Вместе с люминесценцией, выходящей с другой стороны образца („на просвет“), она проходит на другой торец световода. Здесь можно получить два изображения (1 и 2), расположенные вертикально, одно над другим. Свет, выходящий из световода, оказывается неполяризованным. Один из пучков света пропускаем через поляризатор P1. Далее два расходящихся пучка люминесценции преобразуются в параллельные объективы O1. Пучок линейно поляризованной люминесценции превращается в свет, поляризованный по кругу, с помощью фазовой пластинки $\lambda/4$ (четвертьволновые фазовые пластинки на диапазон сканирования спектра подбирались из слюды разной толщины). Затем два пучка света проходят фотоупругий модулятор поляризации M — прямоугольный параллелепипед из плавленого кварца, испытывающего одноосную деформацию

на собственной частоте механического резонанса [17]. После линейного поляризатора P2 с осью пропускания, ориентированной под углом 45° к оси деформации кварца [17], люминесценция „на отражение“ оказывается модулированной по интенсивности на этой же частоте. Интенсивность неполяризованной люминесценции (люминесценции „на просвет“) остается постоянной. С помощью объектива O2 оба пучка фокусируются на входной щели спектрометра. Свет, прошедший через спектрометр, регистрируется с помощью фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Импульсы с ФЭУ поступают на схему измерения отношения интенсивностей. Опорная частота генератора раскочки кварцевого модулятора M используется для формирования периодической последовательности импульсов одинаковой длительности, поочередно открывающих два канала счета фотонов. За время экспозиции, необходимое для достижения заданной точности, в первом канале накапливается число импульсов N_1 , пропорциональное $I_{tr} + I_{ref}$, а во втором канале — N_2 , пропорциональное I_{tr} . При этом

$$\frac{I_{tr}}{I_{ref}} = \left(\frac{N_1}{N_2} - 1 \right)^{-1}.$$

В измеренную величину I_{tr}/I_{ref} вводится поправка, учитывающая глубину модуляции интенсивности поляризованного пучка света. На рис. 2 показаны спектральные зависимости (кружки) этого отношения при $T = 300$ (a) и 77 К (b).

Напомним, что величина I_{tr}/I_{ref} измерялась во всей области спектра краевой люминесценции. Для определения кинетических параметров из формулы (3) необходимо знать значения коэффициента поглощения $\alpha(\lambda)$ в этом же спектральном диапазоне.

Использование данных по спектральной зависимости коэффициента поглощения, полученных другими авторами, не должно приводить к большим ошибкам. Однако точное определение диффузионной длины электронов и скорости поверхностной рекомбинации для данных образцов имело принципиальное значение, поскольку должно было послужить контролем для метода измерения динамических параметров, основанного на транспор-

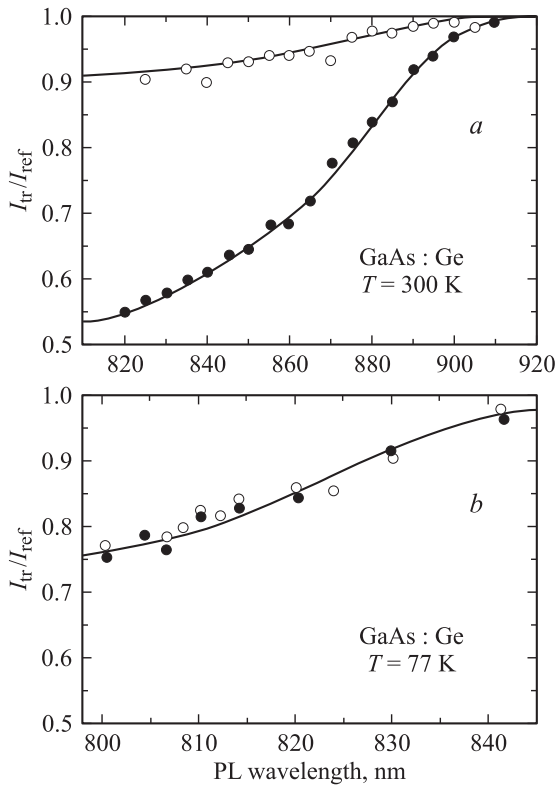


Рис. 2. Спектры отношения интенсивностей фотолюминесценции в геометриях „на просвет“ и „на отражение“ (I_{tr}/I_{ref}), измеренные на образце GaAs:Ge ($d = 2.5 \mu\text{m}$) при $T = 300$ (a) и 77 K (b). Светлые кружки соответствуют возбуждению через свободную поверхность, темные — возбуждению через гетерограницу.

те спина электронов [3]. Поэтому измерения спектральной зависимости коэффициента поглощения $\alpha(\lambda)$ были выполнены нами именно на исследовавшихся образцах. Измерялись отношения интенсивностей двух пучков света, прошедших через образцы фотокатодной структуры с разной толщиной слоя GaAs. Используемые в этом эксперименте образцы были получены из одной структуры, в которой исходная толщина активного слоя GaAs была равна $8 \mu\text{m}$. Далее этот слой стравливался до 2.5 и $5 \mu\text{m}$ соответственно.

Прежде чем определить диффузионную длину электронов и другие параметры, влияющие на стационарное распределение концентрации электронов от возбуждаемой светом поверхности в глубь образца, приведем результаты измерений $\alpha(\lambda)$.

3. Для измерения коэффициента поглощения были использованы те же самые образцы с разной толщиной слоя GaAs (2.5 и $5 \mu\text{m}$). Интенсивность света, прошедшего через кристалл, равна

$$I_{tr} = I_0 R_1 R_2 e^{-\alpha d}, \quad (4)$$

где R_1, R_2 — коэффициенты отражения от двух противоположных поверхностей кристалла, I_0 — интенсивность падающего света. Измеряя отношение

$$\frac{I_{tr1}}{I_{tr2}} = \frac{I_{01}}{I_{02}} e^{-\alpha(d_1 - d_2)} \quad (5)$$

(где I_{01}, I_{02} — интенсивности света, падающего на образцы 1 и 2), можно исключить коэффициенты отражения и определить величину $e^{-\alpha(d_1 - d_2)}$ с точностью до постоянного множителя I_{01}/I_{02} . Постоянный множитель можно найти, если провести нормировку на длинноволновую область, где величину $e^{-\alpha(d_1 - d_2)}$ можно считать равной единице (слабое поглощение).

Отношение I_{tr1}/I_{tr2} измерялось по модуляционной методике, аналогичной применявшейся для измерения отношения люминесценции „на просвет“ и „на отражение“. На образцы падал свет, прошедший через монохроматор, который был согласован по длине волны с регистрирующим спектрометром (рис. 1). Это позволяло избавиться от влияния люминесценции на величину измеряемого сигнала. Поскольку использовалась оптическая схема сравнения интенсивности двух пучков света, распределение яркости и спектрального состава по площади пятна падающего света на обоих образцах должно было быть одинаковым (для устранения влияния возможного рассогласования монохроматора и спектрометра). Световой пучок был расщеплен на два пучка, различающихся только поляризацией. Для этого был использован естественный кристалл исландского шпата ($\text{CaCO}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$), который помещался между щелью монохроматора и конденсатором (рис. 3). Конденсатор давал в фокальной плоскости два изображения щели от линейно поляризованных в перпендикулярных друг другу направлениях пучков света. Подбирая толщину кристалла исландского шпата, можно было менять расстояние между двумя изображениями щели. Они проецировались конденсором на два образца GaAs разной толщины. Расстояние между изображениями в фокальной плоскости составляло 3mm . Образцы размещались на таком же расстоянии на торце регуля-

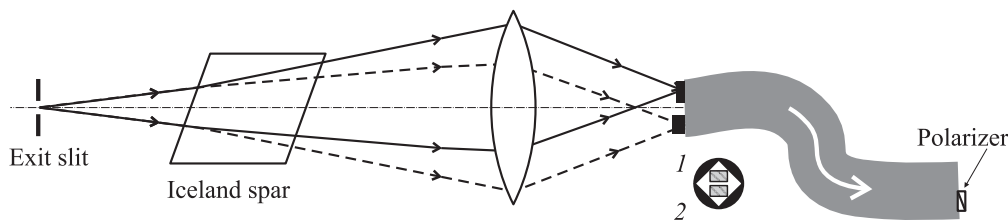


Рис. 3. Расщепление светового пучка для измерения коэффициента поглощения.

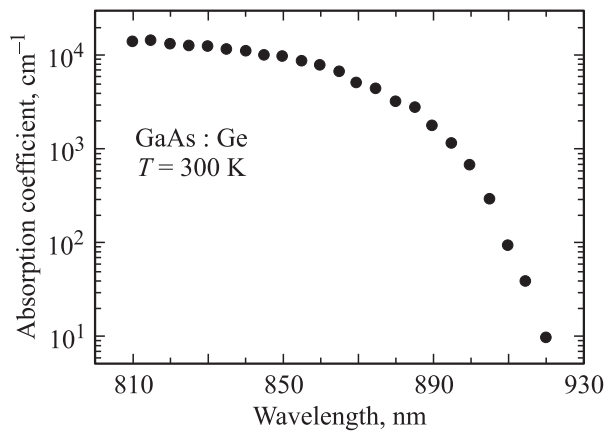


Рис. 4. Зависимость коэффициента поглощения от длины волны в образце GaAs:Ge при $T = 300$ К.

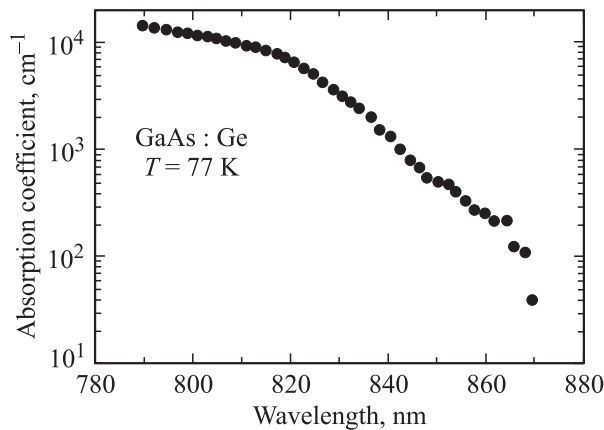


Рис. 5. То же, что на рис. 4, при $T = 77$ К.

ного световода. После выхода из световода люминесценция была полностью деполаризована. Второй (выходной) торец световода можно было развернуть так, что изображения кристаллов оказывались расположенными вертикально. Это позволяло отображать их на входную щель регистрирующего спектрального прибора так, как показано на рис. 1. Впоследствии модуляция интенсивности одного из пучков и измерение отношения интенсивностей двух пучков осуществлялись описанным выше способом (рис. 1).

На рис. 4 и 5 приведены значения коэффициента поглощения в активном слое p -GaAs (Ge — $(3-5) \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) образцов фотокатодной структуры при температуре кипения жидкого азота и при комнатной температуре. При 77 К на форме зависимости $\alpha(\lambda)$ сказывается расщепление легких и тяжелых дырок из-за остаточной деформации при термическом склеивании структуры со стеклом (влияние деформационного расщепления подзон проявляется еще отчетливее при более низких температурах [18]).

4. На рис. 2, а приведены результаты измерения $I_{\text{tr}}/I_{\text{ref}}$ при комнатной температуре (темные кружки — при возбуждении через твердый раствор, светлые — при

возбуждении со стороны свободной поверхности GaAs). Сплошные кривые рассчитаны по формуле (3). При расчете использованы измеренные ранее (рис. 4) значения коэффициента поглощения. Хорошее согласие экспериментальных и расчетных зависимостей достигается при $L = 4 \mu\text{m}$, $\xi_f = \eta_f \tau / L = 4$, $\xi_i < 0.1$.

При температуре жидкого азота эксперименты по оптической ориентации выявили существенное влияние переизлучения на распределение концентрации неравновесных носителей от возбуждаемой поверхности в глубь кристалла [3]. В этом случае определение кинетических параметров уже не является такой простой задачей, как при 300 К. Однако факт совпадения экспериментальных точек $I_{\text{tr}}/I_{\text{ref}}$ при возбуждении люминесценции через гетерограницу и через свободную поверхность в пределах точности измерений (рис. 2, б) указывает на то, что рекомбинация на свободной поверхности практически не влияет на стационарное распределение концентрации электронов по глубине слоя (скоростью рекомбинации на гетерогранице можно пренебречь). Итак, поверхностная рекомбинация не сказывается на пространственном распределении электронов и на их эффективном времени жизни при $T = 77$ К.

Для определения времени жизни фотовозбужденных электронов были проведены эксперименты по измерению степени циркулярной поляризации рекомбинационного излучения с участием оптически ориентированных электронов в поперечном магнитном поле (глава 1 в [4]). Люминесценция возбуждалась со стороны гетерограницы циркулярно поляризованным светом с энергией квантов $E_{\text{hv}} = 1.55 \text{ eV}$ ($\lambda = 800 \text{ nm}$). Чтобы уменьшить влияние рекомбинации на второй (свободной от AlGaAs) поверхности, измерения выполнялись на исходной структуре с толщиной слоя GaAs $d = 8 \mu\text{m}$. При величине g -фактора $g = -0.44$ [19] получено значение времени жизни $\tau = 2.3 \cdot 10^{-9} \text{ s}$.

По известным значениям L , τ и ξ_f вычислялись коэффициент диффузии $D = L^2/\tau = 70 \text{ cm}^2/\text{s}$ и скорость рекомбинации на свободной поверхности $\eta_f = L\xi_f/\tau \approx 7 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$. Для скорости рекомбинации на гетерогранице получена оценка $\eta_i < 10^4 \text{ cm/s}$.

Следует отметить, что важные параметры слоев арсенида галлия, такие как коэффициент поглощения, время жизни фотовозбужденных электронов, их диффузионная длина и скорость поверхностной рекомбинации, были измерены оптически в стационарном режиме с помощью одних и тех же технических средств (с использованием модуляции поляризации света). Определенные нами значения параметров согласуются с данными других авторов [15,20].

5. Приведенные выше результаты были получены на однородно легированных образцах, описание которых дано в начале раздела 2. Дальнейшие результаты получены на образце № 1224, исследованном в работе [9]. Он представлял собой плоскопараллельную пластинку толщиной 0.4 mm из арсенида галлия, выращенного методом Чохральского. Через противопо-

ложные поверхности пластины осуществлялось легирование методом диффузии цинка [21]. Была определена концентрация легирующей примеси на обеих поверхностях кристалла ($Zn - 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). После этого на одной из поверхностей методом жидкофазной эпитаксии выращен слой твердого раствора $Al_xGa_{1-x}As$ ($x \approx 0.6$). Этот слой практически прозрачен для света, которым производилось возбуждение GaAs: $2.1 \text{ eV} = E_g(\text{AlGaAs}) \geq E_{hv} \geq E_g(\text{GaAs}) = 1.52 \text{ eV}$.

В работе [9] при оптической ориентации электронов измерялась деполаризация люминесценции в поперечном магнитном поле при разных энергиях возбуждающих фотонов. Образец облучался со стороны свободной поверхности GaAs. Поляризация люминесценции регистрировалась на длине волны $\lambda = 850 \text{ nm}$ в геометрии „на просвет“. На рис. 6 приведены нормированные зависимости $\rho(H)$ для энергий возбуждающих квантов 1.85, 1.74 и 1.54 eV. Видна существенная разница в ширине кривых деполаризации. При разных значениях энергии возбуждающих фотонов E_{hv} регистрируется люминесценция из областей разной толщины (диффузионная длина электронов при таком легировании незначительна: $L_e \sim 1 \mu\text{m}$ [3]). Таким образом, в слое GaAs у поверхности толщиной $\alpha^{-1} \sim 0.3 \mu\text{m}$ ($E_{hv} = 1.85 \text{ eV}$) время жизни спиновой ориентации значительно короче времени, измеренного для приповерхностного слоя $\alpha^{-1} \sim 1 \mu\text{m}$ ($E_{hv} = 1.54 \text{ eV}$). Это свидетельствует о том, что около свободной поверхности GaAs имеется неоднородность легирования полупроводника по толщине.

В работе [21] был исследован результирующий профиль легирования после диффузии цинка в GaAs. Было показано, что при температуре процесса 850°C цинк диффундирует от поверхности и создает концентрацию $p \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ не глубже $0.5\text{--}1 \mu\text{m}$; непосредственно у поверхности уровень легирования больше на два порядка. Достижение более однородного легирования затруднительно: концентрации цинка у поверхности и в глубине различаются в несколько раз даже после применения специальных методических ухищрений [22]. При приготовлении образца № 1224 работа по выравниванию легирования не проводилась. Однако наращивание эпитаксиального $Al_xGa_{1-x}As$ на одну из поверхностей могло существенно понизить концентрацию цинка в слое GaAs вблизи гетерограницы.

Далее приводятся результаты экспериментов по оптической ориентации, выполненных дополнительно на образце № 1224. Эксперименты проводились при температуре 77 K в геометрии „на отражение“ [23].

Были измерены спектры люминесценции и степени ее круговой поляризации при возбуждении с обеих сторон образца и при различных энергиях возбуждения. В качестве источников возбуждающего света использовались титан-сапфировый лазер с перестраиваемой длиной волны излучения и He-Ne-лазер ($E_{hv} = 1.96 \text{ eV}$). Были определены времена спиновой релаксации электронов в различных условиях эксперимента.

При возбуждении циркулярно поляризованным светом зависимость степени циркулярной поляризации фо-

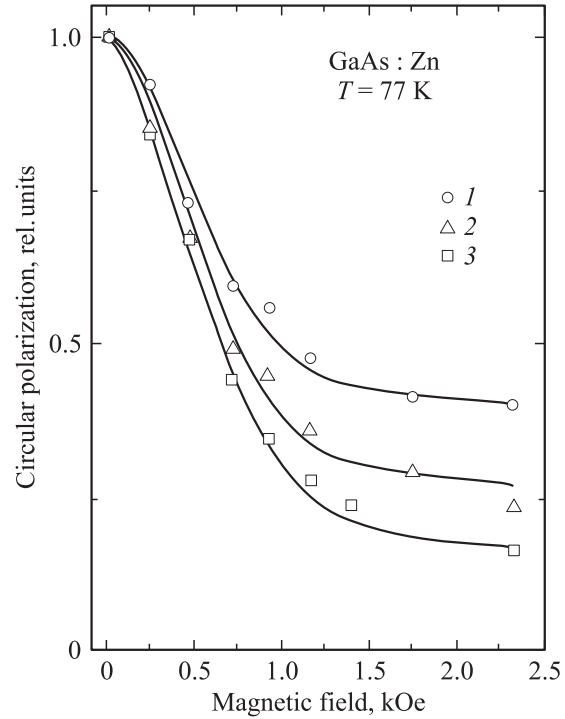


Рис. 6. Эффект Ханле в геометрии „на просвет“ при возбуждении свободной поверхности. $E_{hv} = 1.85$ (1), 1.74 (2) и 1.54 eV (3).

толюминесценции (ФЛ) от поперечного магнитного поля описывается лоренцианом

$$\rho(H) = \frac{\rho(0)}{1 + (H/H_{1/2})^2}.$$

Величины поляризации ФЛ в нулевом магнитном поле $\rho(0)$ и полуширины $H_{1/2}$ определяются из подгонки теоретической зависимости к экспериментальной. Зная величину $H_{1/2}$, можно найти время жизни неравновесной спиновой ориентации T_s ($T_s^{-1} = \tau_s^{-1} + \tau^{-1}$; τ и τ_s — соответственно времена жизни и спиновой релаксации электронов)

$$T_s = \hbar / (\mu_B g H_{1/2}). \quad (6)$$

Поляризация в нулевом магнитном поле $\rho(0) = \rho_{\max}(T_s/\tau)$. Здесь ρ_{\max} — поляризация ФЛ в отсутствие спиновой релаксации: при возбуждении вблизи края фундаментального поглощения $\rho_{\max} = 25\%$; при увеличении энергии возбуждения значение ρ_{\max} уменьшается и при определенной концентрации акцепторной примеси может стать отрицательным. Отсюда, зная $\rho(0)$ и T_s , находим времена жизни и спиновой релаксации электронов

$$\tau = \frac{\rho_{\max}}{\rho(0)} T_s, \quad \tau_s = (1/T_s - 1/\tau)^{-1}. \quad (7)$$

На рис. 7 приведены результаты экспериментов по эффекту Ханле при возбуждении со стороны гетероинтерфейса (а) и со стороны свободной поверхности (б) при $E_{hv} = 1.55$ (1) и 1.96 eV (2). Представленные зависимости $\rho(H)$ нормированы; фактические значения

Параметры электрона в зоне проводимости *p*-GaAs

| | E_{hv} , eV | $H_{1/2}$, kOe | $\rho(0)$, % | T_s , ns | τ_s , ns | μ_e , $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ | D , cm^2/s | L , μm | L_s , μm |
|-----------------------|---------------|-----------------|---------------|------------|---------------|---|------------------------------|---------------------|-----------------------|
| Гетероинтерфейс | 1.55 | 0.60 | 7.5 | 0.4 | 0.6 | 19 500 | 130 | 4.3 | 2.4 |
| | 1.96 | 0.58 | -0.81 | 0.4 | 0.6 | | | | |
| Свободная поверхность | 1.55 | 0.87 | 7.15 | 0.3 | 0.4 | | | | |
| | 1.96 | 1.1 | 1.32 | 0.24 | 0.3 | | | | |

поляризации ФЛ в нулевом магнитном поле даны в таблице.

В таблице также приведены значения времен, вычисленные по формулам (6) и (7) с использованием экспериментальных данных. При $E_{hv} = 1.55$ eV возбуждение квазирезонансно; следовательно, $\rho_{\text{max}} = 25\%$ [4] (для обеих поверхностей). Время спиновой релаксации, определенное при $\alpha^{-1} \sim 0.3 \mu\text{m}$ ($E_{hv} = 1.85$ eV) для области вблизи гетероинтерфейса, равно 0.6 ns, а для свободной поверхности оно составляет 0.4 ns. При возбуждении свободной поверхности с энергией $E_{hv} = 1.96$ eV (нерезонансное возбуждение) величина ρ_{max} считалась равной 7% в соответствии с параграфом 4.1 главы 2 в [4]. В этом случае $\tau_s = 0.3$ ns.

По известным значениям времени спиновой релаксации оценим концентрации акцепторов с обеих сторон арсенида галлия. Поскольку степень легирования около гетероинтерфейса мала, доминирующим механизмом спиновой релаксации электронов должен быть механизм Дьяконова–Переля [24]. При таком механизме время

спиновой релаксации связано с временем релаксации электронов по импульсу τ_p . Если значение времени спиновой релаксации $\tau_s = 0.6$ ns, при $T = 77$ К для арсенида галлия получаем $\tau_p = 0.7$ ps и подвижность электронов $\mu_e = e\tau_p/m_e = 19\,500 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$. Такие подвижности электронов характерны для образцов *p*-GaAs с уровнем легирования порядка 10^{16} cm^{-3} [25], т.е. для довольно чистых образцов.

Обратим внимание на то, что экспериментальные зависимости на рис. 7, а совпадают друг с другом, т.е. время жизни спиновой ориентации электронов T_s в обоих случаях одинаково. Это означает, что одинаковы и соответствующие времена спиновой релаксации. Последнее в свою очередь свидетельствует о том, что легирование около гетероинтерфейса практически однородно, так как для этих двух экспериментов различными являются только энергии возбуждения (глубина возбуждаемого слоя).

Оценку степени легирования в непосредственной близости от свободной поверхности необходимо проводить по данным эксперимента, в котором возбуждение производилось высоко в зону проводимости ($E_{hv} = 1.96$ eV). В этом случае коэффициент поглощения довольно велик и электроны рождаются в тонком слое около поверхности. Поскольку время спиновой релаксации при этих условиях (0.4 ns, см. таблицу) не сильно отличается от времени, определенного для области у гетероперехода (0.6 ns), можно предположить, что за спиновую релаксацию электронов около свободной поверхности также ответствен механизм Дьяконова–Переля. Однако время спиновой релаксации τ_s электронов у свободной поверхности короче, чем у гетероинтерфейса. При этом время релаксации электронов по импульсу τ_p , наоборот, оказывается длиннее (в механизме Дьяконова–Переля τ_s обратно пропорционально τ_p). Это соответствует меньшим концентрациям примеси, что противоречит [21]. Напрашивается вывод, что спиновая релаксация электронов около свободной поверхности происходит не по механизму Дьяконова–Переля.

Действительно, около свободной поверхности концентрация примеси велика [21]; следовательно, за релаксацию спина электронов может быть ответствен механизм Бира–Аронова–Пикуса, при котором спин электронов релаксирует в результате обменного взаимодействия с дырками. Здесь время спиновой релаксации определяется в конечном счете концентрацией акцепторов (параграфы 5 и 8.3.4 главы 3 в [4]), что позволяет определить эту концентрацию по известному времени

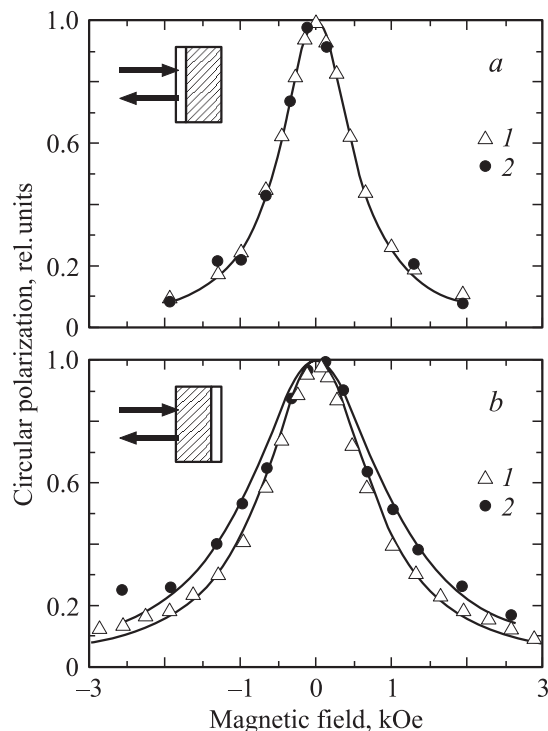


Рис. 7. Эффект Ханле в геометрии „на отражение“ при возбуждении гетероинтерфейса (а) и свободной поверхности (б). $E_{hv} = 1.55$ (1), 1.96 eV (2).

спиновой релаксации. При $\tau_s = 0.3$ ns оценки дают величину порядка 10^{20} cm^{-3} . Это хорошо согласуется с данными [21].

Неоднородность легирования у свободной поверхности проявляется в эксперименте с квазирезонансным возбуждением этой поверхности ($E_{hv} = 1.55$ eV). При этом электроны генерируются в более широком слое ($\alpha^{-1} \sim 1$ μm), в который наряду с сильнолегированной областью включена также область с малым легированием [21], что должно сказываться на измеряемой величине скорости спиновой релаксации. В этом случае значение времени спиновой релаксации (0.4 ns) меньше значения, вычисленного для слаболегированной области вблизи гетерограницы, и больше значения τ_s для сильнолегированной области кристалла.

Следует отметить, что простое сравнение спектров красной люминесценции при квазирезонансном и высокоэнергетическом возбуждении со стороны свободной поверхности также дает неоспоримое доказательство неоднородности легирования в образце № 1224. При комнатной температуре для $E_{hv} = 1.96$ eV красная люминесценция представляет собой одну широкую (полуширина 90 meV) линию, в то время как при $E_{hv} = 1.55$ eV она состоит из двух линий. К люминесценции из приповерхностного слоя добавляется рекомбинационное излучение из более глубоких областей с меньшей полушириной (20 meV) и с максимумом, смещенным в коротковолновую область спектра.

6. Итак, в настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований арсенид-галлиевых структур, легированных германием (образцы с толщинами 2.5 и 5 μm) и цинком (образец толщиной 0.4 mm). Исследования проводились методом оптической ориентации. Были определены кинетические параметры электронов в зоне проводимости GaAs: времена жизни и спиновой релаксации, подвижность, коэффициент диффузии, диффузионные длины электронов и их среднего спина (см. таблицу).

Важным результатом данной работы является устранение противоречий между выводами работ [9] и [3,11]. В [9] было обнаружено, что эффект Ханле зависит от длины волны возбуждающего света, что объяснялось влиянием рекомбинации электронов на поверхности арсенида галлия; в то же время в [11] был проведен эксперимент, показывающий незначительность поверхностной рекомбинации. В настоящей работе выяснено, что зависимость эффекта Ханле от длины волны возбуждения обусловлена не поверхностной рекомбинацией электронов, а неоднородностью легирования акцепторной примесью по толщине *p*-GaAs. Это находит подтверждение в работах по исследованию диффузии примеси в технологическом процессе роста структуры [21].

Методом оптической ориентации были определены времена спиновой релаксации (см. таблицу). Обнаружено, что концентрации примеси у двух противоположных поверхностей различны: у поверхности, на которой был выращен AlGaAs (гетерограница), концентрация примеси мала ($N_a = 10^{16}$ cm^{-3}); около свободной поверхности, наоборот, легирование сильное ($N_a = 10^{20}$ cm^{-3}),

концентрация примеси резко уменьшается до 10^{18} cm^{-3} на расстояниях порядка одного микрона от поверхности.

Итак, хотя при неоднородном легировании определение кинетических параметров рекомбинации, переноса электронов и их среднего спина затруднено, тем не менее экспериментальные данные по оптической ориентации носителей позволяют оценить время спиновой релаксации электронов и в конечном счете определить концентрации примеси в различных областях гетероструктуры GaAs/AlGaAs.

Список литературы

- [1] G.A. Prinz. *Science* **282**, 1660 (1998).
- [2] R.I. Dzhioev, K.V. Kavokin, V.L. Korenev, M.V. Lazarev, B.Ya. Meltser, M.N. Stepanova, B.P. Zakharchenya, D. Gammon, D.S. Katzer. *Phys. Rev. B* **66**, 245 204 (2002); Р.И. Джиоев, Б.П. Захарченя, В.Л. Корнев, Д. Гамон, Д.С. Катцер. *Письма в ЖЭТФ* **74**, 200 (2001).
- [3] Р.И. Джиоев, Б.П. Захарченя, К.В. Кавокин, П.Е. Пак. *ФТТ* **36**, 2752 (1994).
- [4] Оптическая ориентация. Современные проблемы науки о конденсированных средах / Под ред. Б.П. Захарченя, Ф. Майера. Наука, Л. (1989).
- [5] J.S. Sandhu, A.P. Heberle, J.J. Baumberg, J.R.A. Cleaver. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2150 (2001).
- [6] R.I. Dzhioev, V.L. Korenev, I.A. Merkulov, B.P. Zakharchenya, D. Gammon, A.L. Efros, D.S. Katzer. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 256 801 (2002).
- [7] Д.З. Гарбузов, И.А. Меркулов, В.А. Новиков, В.Г. Флейшер. *ФТП* **10**, 354 (1976).
- [8] А.С. Волков, И.К. Волкова, А.Л. Липко, С.М. Меретлев, Б.В. Царенков. *ФТП* **21**, 1146 (1987).
- [9] Д.З. Гарбузов, Р.И. Джиоев, Л.М. Канская, В.Г. Флейшер. *ФТП* **14**, 1720 (1972).
- [10] Р.И. Джиоев, И.А. Меркулов, В.А. Новиков. *ФТП* **12**, 748 (1978).
- [11] Р.И. Джиоев, К.В. Кавокин. *ФТТ* **33**, 2928 (1991).
- [12] P. Asbeck. *J. Appl. Phys.* **48**, 820 (1977).
- [13] A. Gavalini, B. Fraboni, D. Cavalcoli. *J. Appl. Phys.* **71**, 5964 (1992).
- [14] J. Hayashi, M.B. Panish. *J. Appl. Phys.* **41**, 150 (1970).
- [15] J.P. Andre, P. Guittard, J. Hallais, C. Piaget. *J. Cryst. Growth* **55**, 235 (1981).
- [16] H.C. Casey, Jr., D.D. Sell, K.W. Wecht. *J. Appl. Phys.* **46**, 250 (1975).
- [17] S.N. Jasperson, S.E. Shnaterly. *Rev. Sci. Instr.* **40**, 761 (1969).
- [18] D.D. Sell, H.C. Casey, Jr. *J. Appl. Phys.* **45**, 800 (1974).
- [19] C. Weisbuch, C. Hermann. *Phys. Rev. B* **15**, 816 (1977).
- [20] D.R. Wight, P.E. Oliver, T. Prentice, V.W. Steward. *J. Cryst. Growth* **55**, 183 (1981).
- [21] S. Tiwari, J. Hintzman. *A. Callegari. Appl. Phys. Lett.* **51**, 2118 (1987); K.B. Kahen. *Appl. Phys. Lett.* **55**, 2117 (1990).
- [22] T. Wada, A. Takeda, M. Ichimura, M. Takrda, H. Morikawa. *Shallow Impurities in Semiconductors* (1988). *Proc. of the 3rd Int. Conf. Linkoping, Sweden* (1988).
- [23] Р.И. Джиоев, Б.П. Захарченя, Р.Р. Ичкитидзе, К.В. Кавокин, П.Е. Пак. *ФТТ* **35**, 2821 (1993).
- [24] М.И. Дьяконов, В.И. Перель. *ФТТ* **13**, 3581 (1971).
- [25] W. Walukiewicz, J. Lagowski, L. Jastrzebski, M.C. Gatos. *J. Appl. Phys.* **50**, 5040 (1979).