

©1995

ЛОКАЛЬНАЯ ДИАГНОСТИКА СВЕРХРЕШЕТОК GaAs/AlAs С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОПТИЧЕСКОГО ДЕТЕКТИРОВАНИЯ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА И ЭФФЕКТА АНТИКРОССИНГА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ

*П.Г.Баранов, Н.Г.Романов, И.В.Машков,
Г.Б.Хитрова,* Х.М.Губбс,* О.Лунгнес**

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

*Optical Sciences Center, University of Arizona,
Tucson, AZ 85721.

(Поступила в Редакцию 28 февраля 1995 г.)

Одной из основных проблем в технологии сверхрешеток и структур с квантовыми ямами является проведение локальной диагностики параметров этих структур: периода, толщины слоев, а также локальной характеристики интерфейса. Для локальной диагностики сверхрешеток GaAs/AlAs впервые используются методы оптического детектирования ЭПР и эффекты антикроссинга энергетических уровней экситонов. Предложенные методы являются фактически спектроскопией на микровольтовом и субмикровольтовом уровнях и чрезвычайно чувствительны к изменениям параметров сверхрешеток. Приводятся результаты локальной диагностики сверхрешеток, изготовленных методом молекулярной пучковой эпитаксии на неподвижной подложке с прерыванием потока галлия и алюминия в процессе роста каждого слоя.

В последние несколько лет были проведены исследования сверхрешеток (СР) GaAs/AlAs типа II и типа I методами оптического детектирования магнитного резонанса (optically detected magnetic resonance — ODMR) и с помощью эффекта антипересечения энергетических уровней, или антикроссинга уровней (level-anticrossing — LAC) [1-7].

В СР GaAs/AlAs типа II экситон формируется из дырки в слое GaAs, являющемся ямой (Γ -максимум валентной зоны), и электрона в слое AlAs, являющемся барьером (X — минимум зоны проводимости); в СР типа I Γ -электрон и Γ -дырка локализованы в одном слое GaAs. Методы оптического детектирования магнитного резонанса (ОДМР) и антикроссинга уровней (АКУ) позволили однозначно установить систему энергетических уровней экситонов и g -факторы электронов и дырок. Было показано, что в СР типа II вырождение полностью снято с четырех уровней экситонов, образованных электроном и тяжелой дыркой (heavy-hole exciton), при этом наибольшую величину имеет расщепление между парой излучательных и парой безызлучательных уровней,

которое в ряде работ называют «изотропным обменным расщеплением» (обозначим его Δ). Расщепление излучательных уровней называют «анизотропным» (обозначим его δ). Этим подчеркивается тот факт, что расщепление излучательных уровней обусловлено более низкой симметрией интерфейса C_{2v} , на котором локализован экситон в СР типа II, по сравнению с симметрией СР D_{2h} . Поскольку приведенная терминология не соответствует используемой в ЭПР, мы будем называть в статье соответствующие расщепления обменным расщеплением Δ и обменным расщеплением δ .

В [3,4] было показано, что обменное расщепление Δ для экситонов в короткопериодных СР GaAs/AlAs типа II зависит от периода СР и практически не зависит от соотношения ширины ямы и барьера. Было также показано, что параллельная компонента g -фактора тяжелых дырок g_h в короткопериодных СР типа II определяется главным образом шириной ямы, т.е. слоя GaAs.

В результате исследований ОДМР и АКУ в [4,7] получены экспериментальные зависимости величины обменного расщепления Δ от периода в СР типа II [4] и определены обменные расщепления Δ в ряде СР типа I [7]. Получены также зависимости параллельной компоненты g -фактора тяжелой дырки от ширины ямы GaAs [4]. В [8] было проведено теоретическое рассмотрение зависимостей обменных расщеплений от периода СР, которое качественно объясняет зависимости, представленные в [3,4].

Полученная экспериментальная зависимость обменных расщеплений Δ от периода СР позволяет с достаточной точностью определять этот период по величине обменного расщепления, а зависимость параллельной компоненты g -фактора тяжелой дырки от ширины ямы дает возможность по величине этого g -фактора найти ширину ямы GaAs. Другими словами, по данным ОДМР и АКУ можно контролировать СР в различных точках образца, при этом использование сфокусированного возбуждающего света позволяет получить высокое пространственное разрешение. Следует отметить, что ОДМР и АКУ являются, по существу, спектроскопией на уровне микроэлектронвольт (μeV) и субмикроэлектронвольт ($\text{sub-}\mu\text{eV}$), которая во многих случаях более чувствительна к свойствам сверхрешеток по сравнению с обычной оптической спектроскопией.

Исследование знака сигнала АКУ экситонов, регистрируемого по линейной поляризации люминесценции, дает возможность идентифицировать интерфейс AlAs на GaAs или GaAs на AlAs, на котором локализован экситон [9]. Важной характеристикой интерфейса также служит спектральная зависимость обменных расщеплений Δ и δ от длины волны люминесценции в пределах линии люминесценции.

Появление сигналов АКУ, соответствующих большим обменным расщеплениям, характерным для СР типа I [5-7], позволяет с высокой точностью исследовать переходную область между сверхрешетками типа I и типа II, а также исследовать СР типа I. При этом величины магнитных полей, соответствующие сигналам АКУ экситона, определяются обменным расщеплением экситона Δ и g -факторами электрона и тяжелой дырки и являются поэтому характеристикой СР.

Цель настоящей работы — продемонстрировать возможности использования методов ОДМР и антикроссинга энергетических уровней для локальной диагностики сверхрешеток. Одной из основных проблем молекулярной пучковой эпитаксии является реализация интерфейсов высокого качества с точной периодичностью. Многообещающие результаты по улучшению качества интерфейсов были получены после введения метода «прерывания роста» (growth interruption) [10]. Было показано, что значительное улучшение интерфейсов на гетерограницах достигается, когда эпитаксиальный рост прерывается на несколько десятков секунд на каждом интерфейсе.

В настоящей работе методами ОДМР и АКУ изучены СР GaAs/AlAs, изготовленные в Университете штата Аризона США методом молекулярной пучковой эпитаксии на неподвижной подложке с прерыванием потока Ga и Al в процессе роста каждого слоя.

1. Методика эксперимента и приготовления сверхрешеток

Все образцы сверхрешеток были выращены методом молекулярной пучковой эпитаксии (Molecular Beam Epitaxy — MBE) на установке Riber 32P. В процессе выращивания подложка из полуизолирующего GaAs была неподвижна, поэтому вариации толщины образца, а также соответствующие изменения отношений толщин слоев AlAs и GaAs по плоскости подложки составляли примерно 25%. Процесс эпитаксии контролировался с помощью метода дифракции электронов высокой энергии (Reflection High-Energy Electron Diffraction — RHEED). Осцилляции RHEED показывали практически полное восстановление качества поверхности в течение 60 s после прерывания потока Ga при выращивании слоя GaAs (при этом поток As не перекрывался). В отличие от слоя GaAs прерывание роста слоя AlAs (потока Al) не приводило к существенному восстановлению качества поверхности (хотя RHEED-осцилляции были отчетливо видны), поэтому время прерывания роста между слоями AlAs и GaAs составляло 10 s.

Сверхрешетки NMSL1 и NMSL3 имели по 80 периодов, каждый из которых состоял из семи монослоев GaAs (толщина одного монослоя равна 2.827 Å) и четырех монослоев AlAs (2.831 Å) в месте измерения осцилляций RHEED. Номинальные периоды и толщины слоев GaAs в месте RHEED-контроля приведены в табл. 1. Подложка представляла собой половину шайбы трехдюймового диаметра с плоскостью (001).

Таблица 1

Номинальный период и толщина слоя GaAs в месте, где осуществлялся RHEED-контроль, а также рассчитанные теоретически энергии люминесценции, соответствующие приведенным в таблице номинальным параметрам СР

Образец	Номинальный период		Номинальная толщина слоя GaAs		E_{calc} , eV
	Å	Монослой	Å	Монослой	
NMSL1	31.1	11	19.8	7	1.886
NMSL3	31.1	11	19.8	7	1.886
NMSL5	39.0	13.7	22.6	8	1.841

CP NMSL1 имела слой $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ между подложкой и периодической структурой из 80 периодов, тогда как в CP NMSL3 не было слоев AlGaAs . CP NMSL5 выращивалась на подложке GaAs в форме одной четвертой шайбы двухдюймового диаметра и имела номинально восемь слоев GaAs по восемь монослоев каждый и семь слоев AlAs по 5,7 монослоев каждый. С двух сторон от периодической структуры CP NMSL5 имелись толстые слои $\text{Al}_{0.43}\text{Ga}_{0.57}\text{As}$.

ОДМР и АКУ регистрировались в направлении статического магнитного поля при температурах 1,6–4,2 К по циркулярной или линейной поляризации люминесценции, которая возбуждалась светом аргонового лазера (488 или 514,5 нм, 10–100 мВт/см²). Исследования ОДМР проводились в диапазоне 35 ГГц, максимальная используемая микроволновая мощность составляла 700 мВт. Спектрометр ОДМР описан в [11]. Для экспериментов по ОДМР и АКУ были вырезаны образцы в виде прямоугольников со сторонами 2 × 5 мм и осями [110] и $[1\bar{1}0]$ подложки, совпадающими со сторонами прямоугольника. Толщина пластин составляла 0,5 мм, плоскость пластины совпадала с плоскостью (001) подложки, а ось [001] — с направлением роста CP (осью z). Образец устанавливался таким образом, чтобы вертикальная ось была [110] или $[1\bar{1}0]$. Возбуждение и регистрация люминесценции осуществлялись обычно в направлении [001], т.е. перпендикулярно плоскости CP (001). В экспериментах по исследованию ориентационных зависимостей спектров ОДМР была предусмотрена возможность вращения образца вокруг вертикальной оси. Образец мог также перемещаться в резонаторе в вертикальном направлении, что позволяло исследовать ОДМР и АКУ в разных его участках.

2. Экспериментальные результаты

В настоящей работе исследовались три CP, обозначенные как NMSL1, NMSL3 и NMSL5. Поскольку толщины слоев могли варьироваться по поверхности подложки, реальные параметры CP могли изменяться при сканировании по поверхности образца. Благодаря тому что

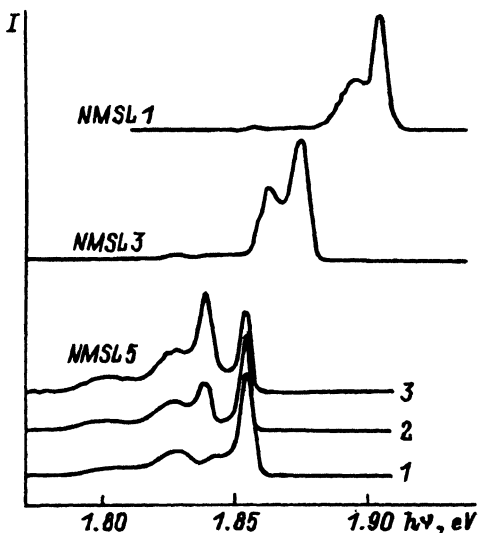


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции образцов CP NMSL1, NMSL3 и NMSL5, зарегистрированные при 1,6 К.

Для CP NMSL5 спектры люминесценции были измерены в трех различных точках образца, находящихся друг от друга на расстоянии 1 мм (кривые 1–3).

в исследованиях ОДМР используется очень малая часть образца (с площадью, равной сечению луча возбуждающего лазера на поверхности образца), можно исследовать СР в разных точках поверхности, т.е. составить карту ОДМР-характеристик по поверхности всего образца, а следовательно, карту периодов и толщин слоев GaAs(AlAs).

На рис. 1 показаны спектры люминесценции всех трех образцов, зарегистрированные при температуре 1.6 К. Для образцов NMSL1 и NMSL3 показаны спектры люминесценции в одной точке СР, тогда как для СР NMSL5 приведенные спектры зарегистрированы в трех точках образца, находящихся на расстоянии 1 mm друг от друга.

Рассмотрим сначала спектры люминесценции СР NMSL1 и NMSL3. В обоих случаях в спектрах видны две интенсивные линии и их фоновые повторения. Величины энергий линий люминесценции увеличиваются при переходе от СР NMSL3 к NMSL1. Экспериментальные величины энергий E для обеих линий люминесценции приведены в табл. 2. При перемещении возбуждающего света по поверхности образцов NMSL1 и NMSL3 соотношения интенсивностей пар линий существенно меняются.

В образце NMSL5, как видно из рис. 1, наблюдались, как минимум, четыре линии люминесценции. Самая высокоэнергетическая линия (крайняя справа на рис. 1, спектры 1–3) практически не изменяла своего положения и интенсивности при регистрации люминесценции в разных точках СР, интенсивность же второй линии справа существенно изменялась и, кроме того как видно из рис. 1, смещалась. В настоящей работе мы не будем останавливаться на исследовании люминесценции в различных СР NMSL.

Линии люминесценции, приведенные на рис. 1, были использованы для регистрации спектров ОДМР экситонов и носителей, а также сигналов, связанных с аतिकроссингом энергетических уровней экситонов. В образце NMSL5 ОДМР и АКУ были зарегистрированы по двум высокоэнергетическим линиям люминесценции, энергии которых указаны в табл. 2.

Таблица 2

Экспериментальные значения энергии излучения E для двух бесфононных линий люминесценции и данные, полученные методами ОДМР и АКУ (обменное расщепление Δ для каждой линии люминесценции; период, соответствующий этому обменному расщеплению; обменное расщепление излучательных уровней δ ; g -фактор электрона g_e и g -фактор тяжелой дырки g_h для параллельной ориентации магнитного поля; толщина слоя GaAs, соответствующая найденному g -фактору тяжелой дырки; рассчитанные теоретически энергии люминесценции, соответствующие найденным локальным параметрам СР)

Образец	E_{exp}, eV	$\Delta, \mu eV$	Период, \AA	$\delta, \mu eV$	g_e	g_h	Толщина слоя GaAs, \AA	E_{calc}, eV
NMSL1	1.903	14.07	32	6.8	1.907	2.99	13.6	1.902
	1.896	12.14	33.7					1.890
NMSL3	1.874	9.36	36	4.1	1.91	2.79	18	1.863
	1.862	8.44	37.5					1.855
NMSL5	1.853	5.49	40	2.3	1.901			1.841
	1.838	5.16	42					1.830

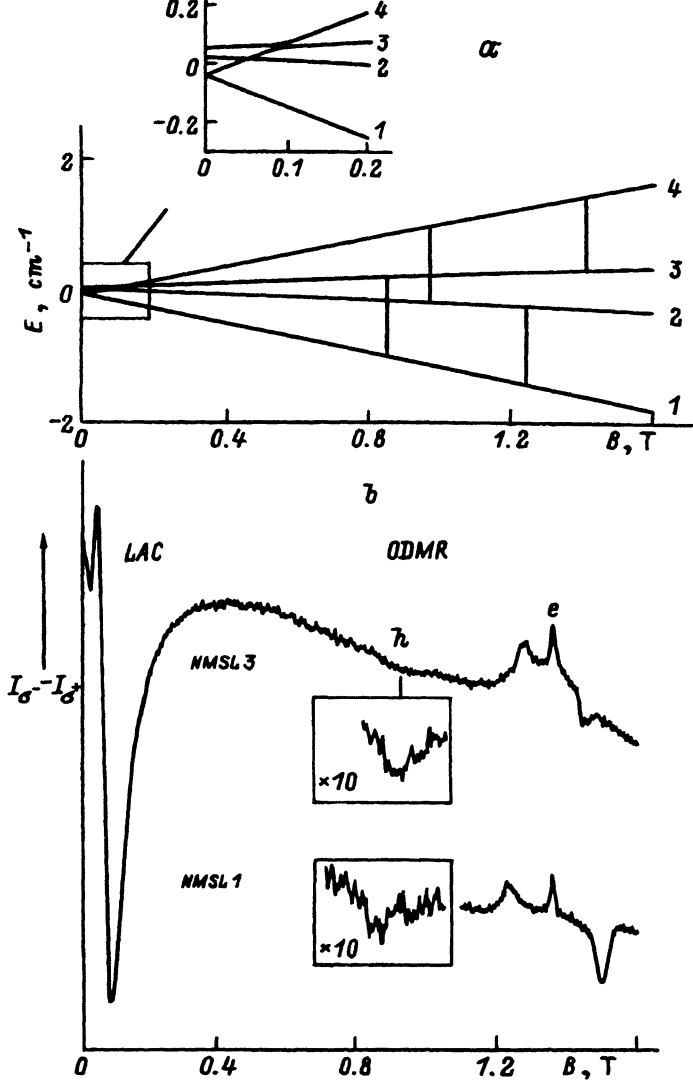


Рис. 2. Схема энергетических уровней (а) и спектры ОДМР (ODMR) (36.3 GHz) и АКУ (LAC) в СР NMSL1 и NMSL3; зарегистрированные при температуре 1.6 К (b).

На вставке показана в увеличенном масштабе область антикроссинга энергетических уровней. Магнитное поле, возбуждающий свет и люминесценция направлены перпендикулярно плоскости (001) СР.

На рис. 2, b показаны спектры ОДМР (ODMR) и АКУ (LAC), зарегистрированные по более интенсивным коротковолновым линиям люминесценции в сверхрешетке NMSL3, и спектр ОДМР в сверхрешетке NMSL1. Спектры регистрировались по изменению циркулярной поляризации люминесценции $I_{\sigma^-} - I_{\sigma^+}$ (I_{σ^-} и I_{σ^+} — интенсивности лево- и право-циркулярно поляризованных компонент соответственно) при ориентации магнитного поля вдоль оси [001] СР. В области низких магнитных полей наблюдаются интенсивные сигналы противополож-

ных знаков, вызванные антикроссингом энергетических уровней экситонов. Схема этих энергетических уровней в магнитном поле показана на рис. 2,а. На вставке в увеличенном масштабе представлена область антикроссинга энергетических уровней. Для наблюдения сигналов АКУ не требовалось наличие микроволнового поля на образце.

Система энергетических уровней экситонов в СР GaAs/AlAs может быть описана спиновым гамильтонианом с угловым моментом дырки $3/2$ и спином электрона $1/2$. В короткопериодных СР расщепление между уровнями тяжелой дырки ($\pm 3/2$) и легкой дырки ($\pm 1/2$) достигает нескольких десятков meV , что много больше обменного расщепления экситонов, а также зеemanовской энергии в используемых магнитных полях. При низких температурах (ниже 4.2 K) заселены только уровни тяжелой дырки. Поэтому с хорошим приближением можно рассматривать энергетические уровни только экситонов с тяжелой дыркой и использовать эффективный спин тяжелой дырки $S_h = 1/2$. Тогда спиновый гамильтониан экситона может быть записан в следующем виде:

$$H = \beta B g_e S_e + \beta B g_h S_h + S_h c S_e, \quad (1)$$

где первые два члена представляют собой зеemanовскую энергию электрона и тяжелой дырки в магнитном поле, тензоры g_e и g_h характеризуют g -факторы электрона и тяжелой дырки, а третий член описывает обменное взаимодействие между электроном и тяжелой дыркой с тензорной величиной обменного взаимодействия c ; β — магнетон Бора, $S_e = 1/2$ и $S_h = 1/2$ — спин электрона и эффективный спин тяжелой дырки соответственно.

При написании этого спинового гамильтониана использовались только знаки плюс между тремя слагаемыми, соответствующими зеemanовским расщеплениям электрона, тяжелой дырки и взаимодействию между электроном и дыркой. Из-за использования в ряде работ знака минус перед членом спинового гамильтониана, соответствующим зеemanовскому взаимодействию для тяжелой дырки (что не типично для ЭПР-спектроскопии, где единственным исключением является написание зеemanовского члена для ядер со знаком минус), возникла неоднозначность в понимании знака g -факторов электронов и дырок. Положительный g -фактор дырок g_h в наших обозначениях, а также в обозначениях ^[2] соответствует отрицательному g -фактору дырок в обозначениях ^[1].

В показанных на рис. 2 спектрах видны две линии разного знака, которые соответствуют ЭПР-переходам для экситонов с переориентацией электронного спина под действием резонансного микроволнового поля. Расстояние между этими двумя линиями (разница в магнитных полях) соответствует обменному взаимодействию Δ , выраженному в единицах магнитного поля. ЭПР-переходы для экситонов с переориентацией спина электрона и спина дырки показаны на схеме энергетических уровней в верхней части рис. 2. Схема уровней соответствует СР NMSL3.

Сигналы ЭПР экситонов, соответствующие перевороту спина дырки, имеют малую интенсивность, так как запрещены по спину. Кроме того, время спиновой релаксации дырок обычно существенно короче времени спиновой релаксации электронов. Эти сигналы также имеют существенно большую ширину линии и меньшее расщепление между

двумя линиями по сравнению с сигналами соответствующими перевернута электронного спина (из-за большего g -фактора g_h по сравнению с g_e). Это приводит к перекрытию линий разного знака и частичному погашению ими друг друга. Наложение на сигнал экситонов сигнала ЭПР несвязанных тяжелых дырок создает дополнительную трудность для регистрации спектров ЭПР экситонов на переходах, соответствующих перевернута спина тяжелой дырки. Поэтому такие линии удалось наблюдать лишь в нескольких сверхрешетках.

На рис. 2 наблюдается существенное различие расстояний между линиями ЭПР экситонов в CP NMSL1 и NMSL3, обусловленное разницей в величинах обменных расщеплений Δ . Обменное расщепление Δ в CP NMSL1 больше, чем в CP NMSL3, из-за меньшего локального периода CP NMSL1 (номинальные периоды этих CP, как видно из табл. 1, совпадают).

Между сигналами ЭПР экситонов на рис. 2 видна сравнительно узкая линия, принадлежащая электронам, которые в CP типа II локализируются в барьере AlAs. В более низких полях, соответствующих большему по абсолютной величине g -фактору, наблюдается сигнал ЭПР, принадлежащий тяжелым дыркам. Линии ЭПР тяжелых дырок существенно шире, и интенсивность сигналов меньше по сравнению с сигналами ЭПР электронов по тем же причинам, что и для линий экситонов, соответствующих переходам с перевернута спина тяжелой дырки. Из рис. 2 видно, что положение линий ЭПР тяжелых дырок в CP NMSL1 и NMSL3 разное: g -фактор тяжелой дырки для CP NMSL1 больше соответствующего g -фактора для CP NMSL3. Поскольку g -фактор тяжелой дырки определяется толщиной слоя GaAs [3,4] и увеличивается с уменьшением толщины этого слоя, то можно утверждать, что толщина

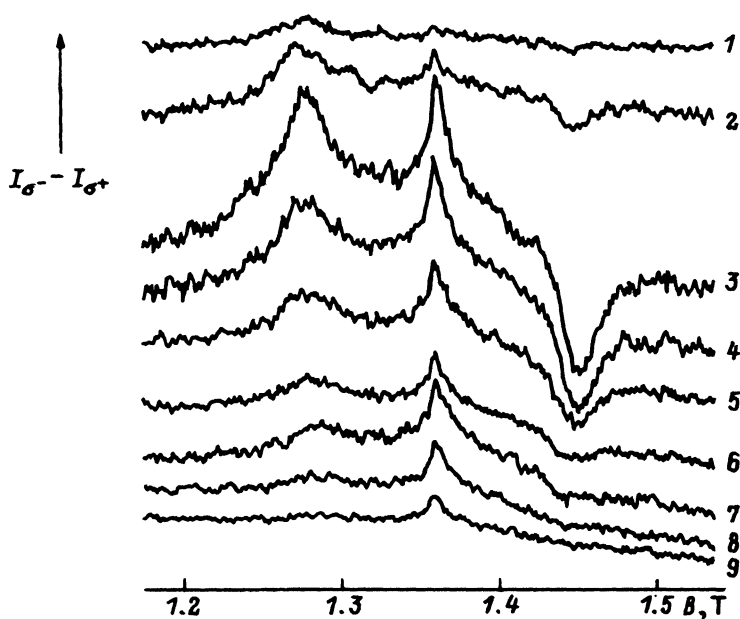


Рис. 3. Спектры ОДМР, зарегистрированные со спектральным разрешением 1 nm на разных длинах волн в пределах линии люминесценции в CP NMSL3. λ (nm): 1 — 659.5, 2 — 660, 3 — 661, 4 — 662, 5 — 663, 6 — 664, 7 — 665.5, 8 — 666.5, 9 — 667.5. Условия эксперимента те же, что на рис. 2.

слоя GaAs в CP NMSL1 в точке возбуждения люминесценции меньше по сравнению с NMSL3. g -фактор g_e электрона, который локализован в слое AlAs с CP типа II, зависит от параметров CP существенно меньше, и пока мы не использовали его в целях диагностики таких CP. Однако в CP типа I использование g -фактора электрона в подобных целях, как следует из результатов [5-7], весьма обнадеживает.

Как отмечалось выше, спектры, представленные на рис. 2, были зарегистрированы по более интенсивным линиям люминесценции CP. Одной из проблем настоящей работы было выяснение причины появления второй линии люминесценции. Для этого была исследована спектральная зависимость сигналов ОДМР и АКУ. На рис. 3 показаны спектры ОДМР, зарегистрированные на разных длинах волн в пределах линий люминесценции CP NMSL3. Видно изменение интенсивностей линий экситонов и относительных интенсивностей сигналов экситонов и свободных электронов. Наблюдалось также изменение расщепления между линиями ЭПР экситонов, т.е. обменного расщепления Δ , с изменением длины волны люминесценции.

На рис. 4,а показана спектральная зависимость обменного расщепления Δ экситонов от длины волны люминесценции в CP NMSL3, полученная путем регистрации спектров ОДМР на разных длинах волн в пределах двух полос люминесценции. Это расщепление имеет большую величину для высокоэнергетической линии люминесценции. Отличительной чертой полученной зависимости является тот факт, что в пределах каждой линии люминесценции обменное расщепление Δ практически не изменяется. Штриховой линией показана люминесценция в CP NMSL3.

На рис. 4,б приведены спектральные зависимости амплитуд сигналов ОДМР экситонов и электронов в CP NMSL3. Для высокоэнергетической линии приводится зависимость сигналов ЭПР экситонов с большим обменным взаимодействием Δ , для низкоэнергетической — с меньшим. Аналогичные зависимости наблюдались и в образце NMSL1. Так же как и на рис. 4,а, штриховой линией, показана люминесценция в CP NMSL3.

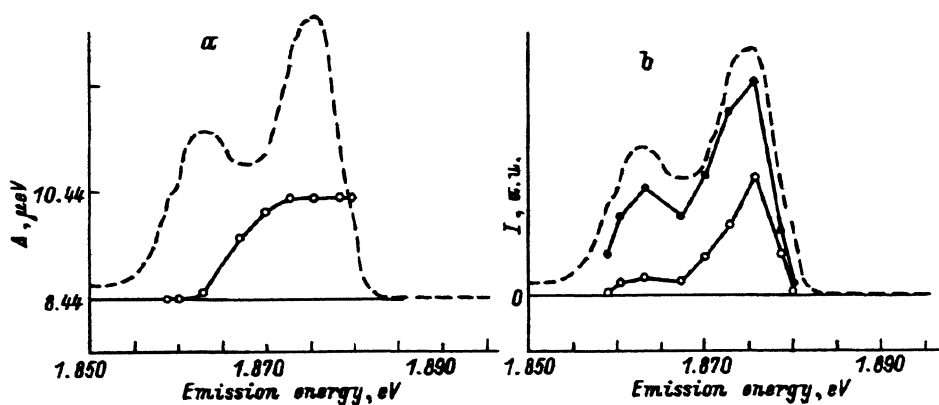


Рис. 4. а) Зависимость обменного расщепления Δ экситонов (светлые кружки) от энергии кванта люминесценции в образце NMSL3, полученная путем регистрации спектров ОДМР на разных длинах волн в пределах двух линий люминесценции. б) Спектральные зависимости амплитуд сигналов ОДМР экситонов (светлые кружки) и электронов (темные кружки) в CP NMSL3. Штриховыми линиями показан спектр люминесценции.

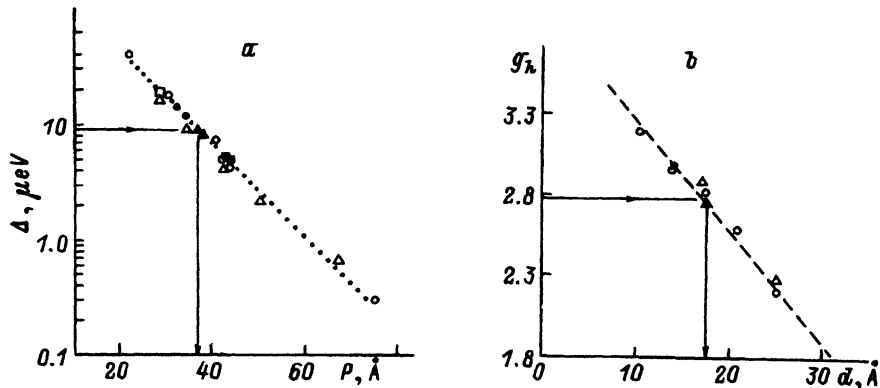


Рис. 5. а) Зависимость энергии обменного расщепления Δ от периода для различных СР типа II: светлые кружки, треугольники и квадраты соответствуют СР, которые были рассмотрены в [4], темные кружки, треугольники и квадраты соответствуют экситонам в образцах NMSL1, NMSL3 и NMSL5; для каждого образца обменное расщепление Δ было измерено для двух линий люминесценции. б) Зависимость параллельной компоненты g_{\parallel} фактора тяжелой дырки g_{\parallel} от толщины ямы GaAs: обозначения те же, что и на рис. 4, а; указаны g_{\parallel} факторы g_{\parallel} только для более интенсивных линий люминесценции в СР NMSL1 и NMSL3.

Как уже отмечалось, в СР NMSL5 спектры ОДМР и АКУ были зарегистрированы по двум высокоэнергетическим линиям люминесценции. Были проведены лишь предварительные исследования в точке образца NMSL5, в которой возбуждался спектр люминесценции, показанный на рис. 1 (кривая 1). Сигналы ОДМР и АКУ, а также их спектральные зависимости в этом случае качественно походили на результаты подобных измерений в образцах NMSL1 и NMSL3.

На рис. 5, а показана зависимость энергии обменного расщепления Δ от периода для различных СР типа II, взятая из работы [4]. В этой работе такая зависимость приведена для усредненной величины обменного расщепления Δ , зарегистрированной по всей линии люминесценции каждой СР. Энергия отложена в логарифмическом масштабе, так как приведенная зависимость близка к экспоненциальной. Приводятся данные для СР, которые были рассмотрены в работе [4]. Поскольку обменное расщепление Δ постоянно в пределах каждой линии люминесценции, мы можем сопоставить этому расщеплению определенный период СР (как показано стрелками на рис. 5). Таким образом по обменным расщеплениям Δ для СР NMSL1, NMSL3 и NMSL5 были определены периоды СР, соответствующие каждой линии люминесценции (рис. 5). Для каждого образца обменное расщепление Δ было определено для двух линий люминесценции.

Полученные таким образом величины периодов СР приведены в табл. 2. Видно, что периоды СР увеличиваются в ряду NMSL1, NMSL3, NMSL5 и каждой низкоэнергетической линии люминесценции соответствует больший период по сравнению с высокоэнергетической. Эти периоды СР отличаются от номинальных, что естественно, так как период определяется в точке возбуждения люминесценции, тогда как номинальный период соответствует области RHEED-контроля. Как и предполагалось, разница между номинальным и реальным периодами СР не более 25%.

На рис. 5, *b* показана зависимость параллельной компоненты g -фактора тяжелой дырки g_h от толщины слоя GaAs, взятая из [4]. Обозначения те же, что и на рис. 5, *a*. Данная зависимость позволяет по g -фактору тяжелой дырки находить толщину слоя GaAs. На рис. 5, *b* показаны g -факторы тяжелых дырок для CP NMSL3 и NMSL1. Толщины слоев GaAs в указанных CP в точке возбуждения люминесценции, соответствующие экспериментальным g -факторам, приведены в табл. 2. Как и в случае периодов CP, разница между номинальной и реальной толщинами слоев GaAs не превышает 25%.

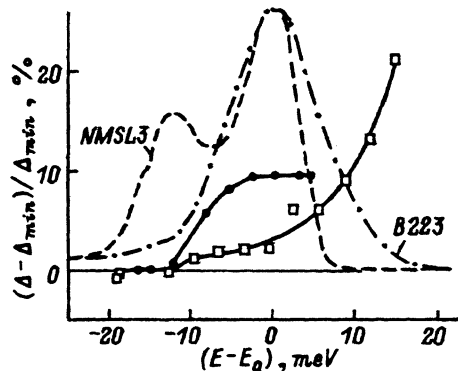
В табл. 2 также приведены расщепления излучательных уровней экситонов (обменное расщепление δ), которые обусловлены главным образом низкой симметрией интерфейса, на котором локализованы экситоны. Эти величины автоматически получаются при интерпретации результатов ОДМР и АКУ с помощью спинового гамильтониана (1). В настоящей работе мы не использовали эти параметры для диагностики CP, однако мы полагаем, что их величины, и главным образом отношение к величине обменного расщепления Δ , должны существенно зависеть от состояния интерфейса, от его локальной симметрии (не только теоретической C_{2v} !) в месте локализации экситона. Следовательно, в перспективе, после проведения дополнительных исследований влияния свойств интерфейса на отношение обменных расщеплений δ/Δ , этот параметр сможет служить одной из характеристик интерфейса.

В [3,4] впервые наблюдались спектральные зависимости обменных расщеплений по линии люминесценции. При этом в образцах, которые были выращены с вращением подложки и без прерывания роста, изменения Δ по линии люминесценции достигали 15%, причем изменения главным образом происходили на высокоэнергетической части линии люминесценции. В CP, выращенных с прерыванием роста для улучшения качества интерфейса, спектральные зависимости, как видно из рис. 4, *a*, существенно отличаются.

На рис. 6 проведено сравнение спектральных зависимостей обменных расщеплений Δ в двух CP, выращенных различными методами: в CP NMSL3, которая была выращена с прерыванием роста и изучена в настоящей работе, и B223, выращенной без прерывания роста и детально исследованной методами ОДМР и АКУ в [3,4]. На этом рисунке показаны относительные изменения обменного расщепления $(\Delta - \Delta_{\min})/\Delta_{\min}$ для экситона по линии люминесценции в образцах NMSL3 и B223. Δ_{\min} соответствует минимальному обменному расщеплению.

Рис. 6. Относительное изменение обменного расщепления Δ экситона по линии люминесценции в образце NMSL3, который был выращен на неподвижной подложке с прерыванием роста (темные кружки), и в образце B223, выращенном с вращением подложки без прерывания роста (светлые квадраты).

Δ_{\min} соответствует минимальному обменному расщеплению Δ в пределах линии люминесценции. E — энергия кванта люминесценции, E_0 — энергия, соответствующая максимуму линии люминесценции (в случае двух линий для CP NMSL3 — максимуму высокоэнергетической линии). Штриховой линией показана люминесценция CP NMSL3, штрихпунктирной линией — люминесценция CP B223.



лению Δ в пределах линии люминесценции. Поскольку линии люминесценции в CP NMSL3 и B223 имеют разные энергии, мы совместили максимум линии люминесценции в CP B223 с максимумом высокоэнергетической линии люминесценции в CP NMSL3. По горизонтальной оси откладывается разность энергий $E - E_0$, где E — энергия кванта люминесценции, E_0 — энергия, соответствующая максимуму линии люминесценции, в случае двух линий в образце NMSL3 — максимуму высокоэнергетической линии. Штриховой линией показана люминесценция в CP NMSL3, штрихпунктирной в CP B223. Приведенные зависимости показывают, что в CP B223 относительные изменения обменных расщеплений Δ по линии люминесценции существенно больше (примерно в два раза) по сравнению с образцом NMSL3; при этом форма зависимостей различна, хотя в обоих случаях обменное расщепление растет с ростом энергии люминесценции. Ширина линии люминесценции в CP B223 значительно больше, чем ширины каждой из двух линий в образце NMSL3.

3. Обсуждение результатов

С помощью метода ОДМР показано, что все двойные линии люминесценции, наблюдаемые в CP NMSL1, NMSL3 и NMSL5 (в случае CP NMSL5 — высокоэнергетическая часть спектра), принадлежат CP типа II.

Каждая линия люминесценции обусловлена рекомбинацией экситона с определенным обменным расщеплением Δ , а также электрон-дырочной рекомбинацией между удаленными друг от друга электронами и дырками.

Найденные величины обменных расщеплений позволили определить периоды CP в точке возбуждения люминесценции.

Двойным линиям люминесценции соответствовали близкие величины периодов, которые, как видно из табл. 2, отличаются менее, чем на монослой. Это должно отражать колебания толщины интерфейса менее одного монослоя.

Отсутствие спектральных изменений величины обменных расщеплений в пределах каждой из линий люминесценции (рис. 4, 6) в CP, изготовленных по методике с прерыванием роста, свидетельствует, по-видимому, о высоком качестве интерфейсов.

При анализе интерфейса разрешающая способность метода ОДМР с использованием экситонов в качестве «пробных частиц» (probe particles) соответствует размерам экситона, т.е. составляет порядка 10–20 nm [12]. Обычно реализуются три ситуации, которые различаются соотношением размеров (диаметра) экситона d_{ex} и величин плоских областей или длины террас между ступеньками интерфейса λ (flat regions or terrace length between steps): а) гладкий интерфейс (truly-smooth interface), когда $\lambda \gg d_{ex}$; б) грубый интерфейс (rough interface), когда $\lambda \sim d_{ex}$; в) псевдогладкий или микрогрубый интерфейс (pseudo-smooth or microrough interface), когда $\lambda \ll d_{ex}$.

Установлено, что AIs на GaAs-интерфейс состоит из плоских областей (террас) длиной порядка 30 nm, больших, чем диаметр экситона, т.е. реализуется случай а), тогда как для GaAs на AIs- реализуется случай в), поскольку длина террас для такого интерфейса обычно

составляет 3.5–7 нм [13,14]. В СР, используемых в настоящей работе, как следует из наших данных по RHEED-контролю, противоположные интерфейсы существенно разные. Согласно этим данным, GaAs на AlAs-интерфейс является микрогрубым. В соответствии с оценками, выполненными А.В.Кавокиным и А.Ю.Каминским, диаметр экситона в СР NMSL3 составляет ~ 13 нм, т.е. близок к размерам террас. Таким образом, $\lambda \sim d_{ex}$, и интерфейс можно считать грубым.

В СР, выращенных без прерывания роста, наблюдалась сильная спектральная зависимость величин обменных расщеплений в экситонах (рис. 6). Спектральная зависимость Δ в образцах, выращенных по методике с прерыванием роста, носит ступенчатый характер, и обменные расщепления достаточно однородны в пределах каждой линии люминесценции. Весьма вероятно, что в наиболее совершенных частях наших СР имеются террасы достаточно больших размеров на обоих противоположных интерфейсах. Это обстоятельство может служить объяснением однородности обменного расщепления в пределах линии люминесценции. А две линии люминесценции, по-видимому, соответствуют двум вариантам локализации экситонов вблизи террас на противоположных интерфейсах.

В методике без прерывания роста размеры террас статистически изменяются в широких пределах, поэтому линия люминесценции усредняется (вместо двух отдельных пиков наблюдается одна уширенная линия). Также усредняется и зависимость обменных расщеплений.

Наличие сигналов ЭПР несвязанных электронов и дырок свидетельствует о существовании наряду с экситонным каналом рекомбинации также эффективного механизма излучательной рекомбинации пространственно разделенных электронов и дырок. Различие в соотношении интенсивностей сигналов ОДМР экситонов и носителей в двух линиях люминесценции для СР NMSL3 (NMSL1), как показано на рис. 4, б, по-видимому, отражает тот факт, что относительная эффективность экситонного механизма рекомбинации по сравнению с рекомбинацией пространственно разделенных электронов и дырок выше для высокоэнергетической линии люминесценции.

Сравнение номинальных периодов СР и толщин GaAs (AlAs), полученных в точках RHEED-контроля и измеренных с помощью ОДМР, отражает ожидаемый разброс параметров СР в разных точках по плоскости подложки. В настоящее время проводятся исследования для получения детальной карты распределения параметров СР по всей поверхности подложки с целью отработки режимов роста СР.

Мы выражаем благодарность Е.Л.Ивченко и Ф.Лаваллару (P.Lavallard) за полезные дискуссии, Т.В.Шубиной за предоставленные информации об оптических исследованиях некоторых СР, изучавшихся в настоящей работе, а также В.А.Ветрову за проведение модернизации установки ОДМР. Мы признательны А.В.Кавокину и А.Ю.Каминскому за предоставление нам результатов расчетов размеров экситонов в СР NMSL3.

Исследования были частично поддержаны Национальным научным фондом США (National Science Foundation) и Международным научным фондом (International Science Foundation) (проект NU1000).

- [1] van Kesteren H.W., Cosman E.C., van der Pool W.A.J.A., Foxon C.T. *Phys. Rev.* **B41**, 5283 (1990).
- [2] Trombetta J.M., Kennedy T.A., Gammon D., Shanabrook B.V., Prokes S.M. *Material Science Forum* **83-87**, 1361 (1991).
- [3] Baranov P.G., Lavallard P., Planel R., Romanov N.G. *Superlattices and Microstructures* **12**, 327 (1992).
- [4] Baranov P.G., Mashkov I.V., Romanov N.G., Lavallard P. and Planel R. *Solid State Commun* **87**, 649 (1993).
- [5] Романов Н.Г., Машков И.В., Баранов П.Г., Лаваллар Ф., Планель Р. *Письма в ЖЭТФ* 1993, т. 57, с. 788.
- [6] Romanov N.G., Mashkov I.V., Baranov P.G., Lavallard P., Planel R. *Solid. State Electron.* **37**, 911 (1994).
- [7] Baranov P.G., Romanov N.G. *Proc. of the 22nd Inter. Conf. on the Physics of Semiconductors. Vancouver. Canada* (1994).
- [8] Ивченко Е.Л., Каминский А.Ю., Алейнер И.Л. *ЖЭТФ* 1993, т. 104, с. 3401.
- [9] Баранов П.Г., Машков И.В., Романов Н.Г., Гордон К., Лаваллар Ф., Планель Р. *Письма в ЖЭТФ* 1994, т. 60, с. 429.
- [10] Koshiha S., Nanao S., Tsuda O., Watanabe Y., Sakurai Y., Sakaki H., Kawata H., Ando M. *J. Crystal Growth* **95**, 51 (1989).
- [11] Baranov P.G., Romanov N.G. *Appl. Magn. Res.* **2**, 361 (1992).
- [12] Foxon C.T. *J. Crystal Growth* **95**, 11 (1989).
- [13] Noda T., Tanaka M., Sakaki H. *Appl. Phys. Lett.* **67**, 1657 (1990).
- [14] Warwick C.A., Kopf R.F. *Appl. Phys. Lett.* **60**, 386 (1992).