

©1994

ОПТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ СВЕРХРЕШЕТОК GaAs/AlAs, ВЫРАЩЕННЫХ ВДОЛЬ НАПРАВЛЕНИЯ [113]

*М.В.Белоусов, В.Л.Берковиц, А.О.Гусев, Е.Л.Ивченко,
П.С.Копьев, Н.Н.Леденцов, А.И.Несвижский*

Измерены спектры отражения и анизотропии отражения света в сверхрешетках GaAs/AlAs, выращенных вдоль направления [113]. Найдены силы осцилляторов и анизотропия сил осцилляторов экситонных и межзонных переходов. Обнаружен рост анизотропии с уменьшением толщины слоев GaAs. Показано, что этот эффект в основном обусловлен влиянием спин-орбитально отщепленной зоны. Анизотропия, наблюдаемая в самой короткопериодной из исследованных сверхрешеток ($35 \text{ \AA}/30 \text{ \AA}$), превышает расчетную, что объясняется корругированностью гетерограниц.

Из симметричных соображений следует, что структуры с квантовыми ямами и сверхрешетками, выращенные из оптически изотропных полупроводниковых материалов A_3B_5 на подложках с индексами Миллера, отличными от (001) и (111), должны обладать анизотропными физическими свойствами. В то же время механизмы, приводящие к анизотропии, а также величины ожидаемых эффектов и их связь с состоянием гетерограниц пока еще мало изучены.

Оптическая анизотропия квантовых ям и сверхрешеток GaAs/GaAlAs, выращенных вдоль направления [110], наблюдалась по спектрам возбуждения экситонной люминесценции [1] и спектрам фототока [2]. Как показано в [1,3], при плоских гетерограницах оптическая анизотропия обусловлена анизотропией валентной зоны, что для низкосимметричных направлений квантования приводит к смешиванию состояний «легких» и «тяжелых» дырок Γ_8 и вследствие этого к зависимости интенсивности экситонных и межзонных переходов от направления поляризации света.

Сильная поляризационная анизотропия спектров возбуждения экситонной люминесценции была обнаружена в [113]-ориентированных сверхрешетках GaAs/AlAs с малой шириной квантовых ям [4,5]. Этот эффект связывался с корругированностью (гофрировкой) гетерограниц, обнаруженной в таких сверхрешетках [4,5]. Однако расчет оптической анизотропии в [110]-ориентированных гетероструктурах показал [3], что сильный рост анизотропии при уменьшении ширины квантовых ям может быть также обусловлен взаимодействием состояний Γ_8 со спин-орбитально отщепленными состояниями Γ_7 . Таким образом,

для обнаружения и анализа эффектов корругированности гетероинтерфейса необходимо получение надежных количественных данных по оптической анизотропии и сопоставление этих данных с результатами расчета. В связи с этим отметим, что при исследовании спектров возбуждения люминесценции дополнительный вклад в измеряемую анизотропию могут вносить эффекты локализации экситонов на неоднородностях интерфейса и анизотропии релаксации возбуждений. Вклад этих эффектов трудно проконтролировать и практически невозможно оценить теоретически.

В данной работе для получения количественных данных об оптической анизотропии в [113]-ориентированных сверхрешетках GaAs/AlAs мы использовали методы спектроскопии отражения и анизотропии отражения. Анализ результатов эксперимента позволил найти силы осцилляторов и анизотропию сил осцилляторов экситонных и межзонных переходов в зависимости от толщины слоев GaAs. Сопоставление с расчетом показало, что обнаруженный рост анизотропии в основном обусловлен влиянием спин-орбитально отщепленной зоны. В то же время при толщинах слоев GaAs, меньших 40 Å, корругированность гетерограниц приводит к дополнительному росту анизотропии.

1. Методика и результаты эксперимента

Сверхрешетки GaAs/AlAs выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии при температуре роста 640° С на подложках GaAs, вырезанных в плоскости (113). Рост контролировался по картинам дифракции быстрых электронов на отражение. Из данных дифракции быстрых электронов следует, что при указанной температуре поверхности (113) GaAs и AlAs распадаются на упорядоченные массивы микроканалов (гофров), ориентированных вдоль направления $[3\bar{3}2]$. Высота этих гофров составляет 10.2 Å, а период в направлении $[1\bar{1}0]$ равен 32 Å. Сверхрешетки, выращенные в этих условиях, должны представлять собой наборы модулированных по толщине слоев GaAs и AlAs [4,5].

Экспериментально измерялись спектры отражения R_y света, поляризованного вдоль оси y , и спектры анизотропии отражения

$$\rho = \frac{\Delta R}{\bar{R}} = 2 \frac{R_y - R_x}{R_y + R_x}.$$

В выбранной нами системе координат ось x лежит вдоль $[1\bar{1}0]$, а ось y — вдоль $[3\bar{3}2]$ -направлений в плоскости образца.

При измерении анизотропии отражения мы использовали модуляционную методику, разработанную ранее для регистрации поверхностных состояний в полупроводниках [6]. Направление линейной поляризации света, падающего под углом $\approx 10^\circ$ на образец, модулировалось акустооптическим модулятором с частотой 100 kHz. Отраженный свет регистрировался фотоумножителем, напряжение на котором поддерживалось таким, чтобы стабилизировать постоянную составляющую фототока. Переменная составляющая фототока, которая в такой схеме эксперимента пропорциональна $\Delta R/\bar{R}$, после усиления и синхронного детектирования регистрировалась ЭВМ. Данная установка позволяет измерять анизотропию на уровне $\rho \approx 10^{-4} \div 10^{-5}$.

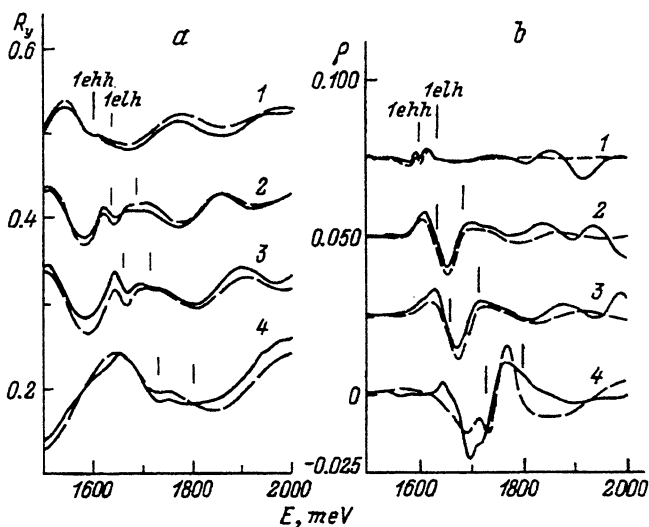


Рис. 1. Поляризованные спектры отражения (а) и анизотропии отражения (б) сверхрешеток GaAs/AlAs, выращенных вдоль направления [113], измеренные при $T = 77$ К.

Толщины слоев GaAs и AlAs (в ангстремах) указаны в таблице. Вертикальными линиями указаны энергии «тяжелых» (1ehh) и «легких» (1elh) экситонов первой подзоны размерного квантования. Сплошные кривые — эксперимент, штриховые — расчет. Деления по вертикальной оси соответствуют спектрам образца 4. Спектры других образцов сдвинуты по вертикали с шагом 0.1 по оси R_y и 0.025 по оси ρ .

Спектры отражения и анизотропии отражения четырех исследованных образцов сверхрешеток GaAs/AlAs, измеренные при $T = 77$ К, показаны на рис. 1 сплошными кривыми. Образцы находились в жидком азоте.

В спектрах отражения (рис. 1,а) хорошо видны пики, соответствующие дискретным уровням «тяжелых» (1ehh) и «легких» (1elh) экситонов первой подзоны размерного квантования. Энергетическое положение и расстояние между 1ehh и 1elh экситонами закономерно растут с уменьшением толщины слоев GaAs в сверхрешетках. Экситонные пики наблюдаются на фоне сильных полос, обусловленных интерференцией в слое сверхрешеток. Отметим, что амплитуда интерференционных полос заметно уменьшается в области энергий, больших, чем экситонные, что говорит о сильном влиянии межзонного поглощения сверхрешеток на спектр отражения.

В модуляционных спектрах анизотропии отражения (рис. 1,б) доминируют экситонные полосы, амплитуда которых сильно возрастает с уменьшением толщины слоя GaAs. В то же время ниже области экситонных переходов анизотропия практически отсутствует. Кроме экситонов первой подзоны размерного квантования, в модуляционных спектрах хорошо видны переходы, соответствующие второй подзоне. Их интенсивность также сильно растет с уменьшением d_{GaAs} , однако в данной работе эти переходы не рассматриваются. Отметим также, что в контрольных образцах, выращенных на (100)-ориентированных подложках, анизотропия в области экситонных переходов не наблюдается.

2. Анализ спектров отражения и анизотропии отражения

Коэффициенты отражения вычислялись для нормального падения света на оптически однородный и анизотропный слой сверхрешеток, лежащий на полубесконечной изотропной подложке GaAs

$$R = \left| \frac{r^{(32)} + r^{(21)} \exp(2i\Psi)}{1 + r^{(32)} r^{(21)} \exp(2i\Psi)} \right|^2.$$

Здесь $r^{(lm)}$ — амплитудный коэффициент отражения света от границы сред l и m , Ψ — фазовый сдвиг световой волны в слое сверхрешеток,

$$r^{(lm)} = \frac{n^{(m)} - n^{(l)}}{n^{(m)} + n^{(l)}}, \quad \Psi = 2\pi \cdot 8.065 \cdot 10^{-8} E n^{(2)} d.$$

Индексам l, m присваиваются значения 1, 2 и 3 для подложки, сверхрешетки и внешней среды (в данном случае жидкого азота) соответственно; E — энергия (meV); d — толщина слоя сверхрешеток (\AA); $n^{(m)} = \sqrt{\varepsilon^{(m)}(E)}$ — показатель преломления m -й среды.

Анализ данных эксперимента показывает, что для их количественного описания наряду с дискретными уровнями экситонов в сверхрешетках необходимо также учитывать континуумы соответствующих межзонных переходов. Хорошее согласие расчетных спектров отражения и анизотропии отражения с экспериментом удалось получить, используя следующее модельное описание тензора диэлектрической проницаемости слоя сверхрешеток:

$$\varepsilon_{jj}(E) = \varepsilon^{bkgf}(E) + \sum_{nf} (\chi_{nf,j}^{\text{exc}}(E) + \chi_{nf,j}^{\text{int}}(E)),$$

где

$$\varepsilon^{bkgf}(E) = \varepsilon_{\infty} + C E_0^2 / (E_0^2 - E^2)$$

— фоновая диэлектрическая проницаемость. Константа E_0 задает центр тяжести межзонных переходов, Ее значение выбиралось равным 4.3 eV и не варьировалось. Величины параметров ε_{∞} и C подбирались так, чтобы при заданной толщине слоя сверхрешетки правильно описать энергетическое положение интерференционных полос в спектре отражения.

Экситонные вклады в $\varepsilon_{jj}(E)$ описывались лорентцевскими осцилляторами

$$\chi_{nf,j}^{\text{exc}}(E) = S_{nf,j} \frac{E_{nf}}{E_{nf} - E - i\Gamma_{nf}}.$$

Здесь E_{nf} , $S_{nf,j}$, Γ_{nf} — энергия, сила осциллятора и затухание экситонного перехода. Подстрочные индексы указывают: $n = 1, 2, \dots$ — номер подзоны размерного квантования; $f = eh, el$ — тип перехода; $j = x, y$ — направление поляризации света. Параметры экситонных переходов подбирались по спектру второй производной отражения.

Сплошной спектр поглощения, соответствующий переходам между двумерными подзонами дырочных и электронных состояний, моделировался прямоугольными ступенчатыми функциями. С учетом затухания и с точностью до константы каждая из таких функций дает следующий вклад в $\epsilon_{jj}(E)$:

$$\chi_{nf,j}^{int}(E) = \tilde{S}_{nf,j} \left\{ \frac{1}{2} \ln \frac{\tilde{E}_{nf}^2 + \tilde{\Gamma}_{nf}^2}{(\tilde{E}_{nf} - E)^2 + \tilde{\Gamma}_{nf}^2} + i \left[\frac{\pi}{2} - \arctg \frac{\tilde{E}_{nf} - E}{\tilde{\Gamma}_{nf}} \right] \right\}.$$

Здесь \tilde{E}_{nf} , $\tilde{S}_{nf,j}$, $\tilde{\Gamma}_{nf}$ — энергия нижней границы, сила осциллятора и затухание nf -го межподзонного перехода. Для уменьшения числа варьируемых параметров величины $\tilde{E}_{nf} = E_{nf} + 6meV$, $\tilde{\Gamma}_{nf} = \Gamma_{nf}$ задавались соответствующими экситонными параметрами. Величины $\tilde{S}_{nf,j}$ подбирались так, чтобы правильно описать амплитуду интерференционных полос в области межзонального поглощения.

Для описания результатов эксперимента оказалось достаточным учесть только анизотропию сил осцилляторов. Таким образом, при расчете спектров анизотропии отражения использовались те же значения параметров, что и при расчете спектров отражения в y -поляризации, и дополнительно варьировались только разности сил осцилляторов в y - и x -поляризациях. Эти разности задавались параме-

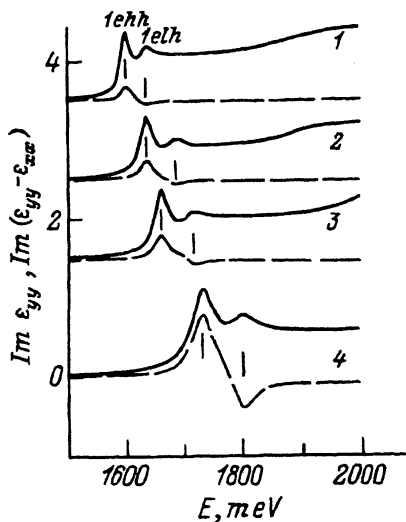


Рис. 2. Спектры поглощения $Im(\epsilon_{yy})$ (сплошные кривые) и разностные спектры поглощения $4Im(\epsilon_{yy} - \epsilon_{xx})$ (штриховые кривые), полученные в результате анализа экспериментальных данных рис. 1.

Для удобства сравнения спектры разных образцов сдвинуты относительно друг друга по вертикали.

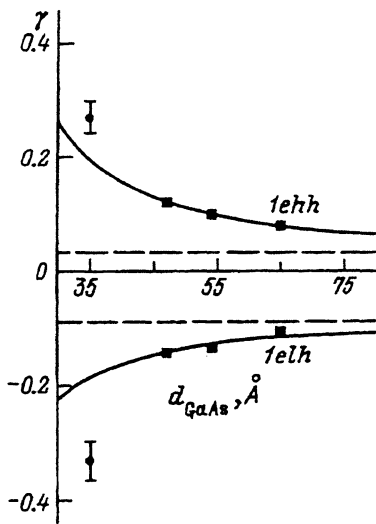


Рис. 3. Оптическая анизотропия «тяжелых» ($1ehh$) и «легких» ($1elh$) экситонов первой подзоны размерного квантования в сверхрешетках GaAs/AlAs, выращенных вдоль направления [113], в зависимости от толщины слоя GaAs.

Точки — данные эксперимента. Сплошные кривые вычислены с учетом спин-орбитально отщепленной зоны Γ_7 , штриховые — без учета зоны Γ_7 .

Результаты анализа спектров отражения, измеренных при 77 К: энергии E_{nf} , силы осцилляторов \tilde{S}_{nf} и ширины $2\Gamma_{nf}$ экситонных переходов в сверхрешетках GaAs/AlAs, выращенных вдоль направления [113].

Номер кривой на рис. 1,2	$d_{\text{GaAs}}/d_{\text{AlAs}}$, Å	nf	E_{nf} , meV	S_{nf} , 10^3	$2\Gamma_{nf}$, meV
1	65/65	1ehh	1600	3.8	17
		1elh	1635	1.8	20
2	54/54	1ehh	1635	4.9	25
		1elh	1685	1.8	35
3	47/47	1ehh	1660	5.4	22
		1elh	1715	2.3	40
4	35/30	1ehh	1730	11.5	45
		1elh	1800	3.9	50

трами анизотропии nf -переходов

$$\gamma_{nf} = \frac{S_{nf,y} - S_{nf,x}}{S_{nf,x}} = \frac{\tilde{S}_{nf,y} - \tilde{S}_{nf,x}}{\tilde{S}_{nf,x}},$$

причем анизотропия экситонных и межзонных переходов одного типа считалась одинаковой. Это условие следует из того, что соответствующие состояния строятся из одинаковых волновых функций.

Спектры отражения R_y , вычисленные после оптимизации модельных параметров (рис. 1, штриховые кривые), хорошо согласуются с экспериментом. Соответствующие им спектры поглощения $\text{Im} \epsilon_{yy}$ представлены на рис. 2, а величины параметров 1ehh- и 1elh-экситонных переходов приведены в таблице.

Вычисленные после оптимизации параметров γ_{nf} спектры анизотропии отражения и спектры разностного поглощения $\text{Im}(\epsilon_{yy} - \epsilon_{xx})$ показаны штриховыми на рис. 1, *b* и 2 соответственно. Полученные при этом величины анизотропии 1ehh- и 1elh-переходов представлены точками на рис. 3. Положительный знак анизотропии 1ehh-переходов означает их преимущественную поляризацию вдоль оси [332], т.е. вдоль направления гофров корругированной поверхности. Анизотропия 1elh-переходов отрицательна, и, следовательно, эти переходы поляризованы преимущественно вдоль [110]. Отметим, что анизотропия, обусловленная корругированностью, имеет те же знаки.

Результаты анализа показывают, что с уменьшением толщины слоев GaAs в сверхрешетках силы осцилляторов и анизотропия сил осцилляторов экситонных переходов возрастают, причем наиболее резкий рост соответствует изменению d_{GaAs} от 47 до 35 Å. В этой работе мы обсудим только данные по оптической анизотропии, сравнив их с результатами расчета.

3. Расчет оптической анизотропии

Расчет оптической анизотропии производился в приближении эффективной массы с учетом спин-орбитально отщепленной валентной зоны [3]. Волновые функции дырок находились диагонализацией гамильтониана 6×6 , состоящего из гамильтониана Латтинжера для зоны Γ_8 , гамильтониана 2×2 для зоны Γ_7 и недиагональных компонент, учитывающих зависящее от волнового вектора взаимодействие Γ_8 и Γ_7 состояний (см., например, [7]). Дополнительное смешивание волновых функций на гетерогранице, обусловленное их проникновением под барьер, не учитывалось, поскольку для системы GaAs/AlAs потенциальный барьер для дырок достаточно высок и проникновением в барьер в первом приближении можно пренебречь. Более полное изложение теории и анализ результатов расчета будут приведены в последующей работе.

Результаты расчета оптической анизотропии квантовых ям GaAs представлены на рис. 3 (параметры Латтинжера взяты из [8]). Видно, что учет спин-орбитально отщепленной зоны объясняет экспериментально наблюдаемый рост анизотропии. Вычисленные в этом приближении кривые хорошо согласуются с экспериментом для $d_{\text{GaAs}} \geq 47 \text{ \AA}$. В то же время анизотропия наиболее короткопериодной сверхрешетки $35 \text{ \AA}/30 \text{ \AA}$ превышает расчетную. В этом образце средняя толщина слоев GaAs (35 \AA) и толщина слоев, обусловленная корругированностью модуляции их толщины ($\approx 21 \text{ \AA}$ [4]), становятся близкими по величине. Поэтому можно предположить, что дополнительная анизотропия в сверхрешетке $35 \text{ \AA}/30 \text{ \AA}$ индуцирована корругированностью гетерограниц.

Полученные нами результаты показывают, что оптическая анизотропия (113)-ориентированных двумерных структур GaAs/AlAs с толщинами слоев GaAs, большими 35 \AA , в основном объясняется анизотропией валентной зоны. Корругированность гетерограниц приводит к сравнительно небольшой дополнительной анизотропии при $d_{\text{GaAs}} = 35 \text{ \AA}$. Таким образом, для изучения эффектов корругированности нужно исследовать структуры с более узкими квантовыми ямами. Для анализа экспериментальных данных в короткопериодных сверхрешетках необходимо дальнейшее развитие теории и методов расчета оптической анизотропии. Еще один путь выделения эффектов корругированности — экспериментальное исследование влияния на оптическую анизотропию факторов, подавляющих корругированность (низкая температура роста, нанесение субмонослойного примесного покрытия [9]). Обнаружение этих эффектов позволит исследовать структурные характеристики двумерных систем с неплоскими гетерограницами, а также квантовых нитей и квантовых пятен, которые могут быть выращены на корругированных поверхностях [10].

Работа выполнена в рамках проекта 93-02-2370 фонда фундаментальных исследований России.

Список литературы

- [1] Gershoni D., Brener I., Baraff G.A., Chu S.N.G., Pfeiffer L.N., West K. // Phys. Rev. B. 1991. V. 44. N 4. P. 1930-1933.
- [2] Kajikawa Y., Hata M., Isu T., Katayama Y. // Surf. Sci. 1992. N 267. P. 501-509.
- [3] Nojima S. // Phys. Rev. B. 1993. V. 47. N 20. P. 13535-13539.
- [4] Nötzel R., Ledentsov N.N., Daweritz L., Hohenstein M., Ploog K. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. N 27. P. 3812-3815.
- [5] Nötzel R., Ledentsov N.N., Ploog K. // Phys. Rev. B. 1993. V. 47. N 3. P. 1299-1304.
- [6] Berkovits V.L., Kiselev V.A., Safarov V.I. // Surf. Sci. 1989. N 211/212. P. 489-502.
- [7] Г.А.Бир, Г.Е.Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М.: Наука, 1972.
- [8] Skoинick M.S., Jain A.K., Stradling R.A., Leotin J., Ousset J.C., Askenazy S. // J. Phys. C. 1976. V. 9. N 14. P. 2809-2821.
- [9] Matthias Pg, Nötzel R., Ploog K., Hohenstein M. // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 62. N 13. P. 1472-1474.
- [10] Алферов Ж.И., Егоров А.Ю., Жуков А.Е., Иванов С.В., Копьев П.С., Леденцов Н.Н., Мельцер В.Ю., Устинов В.М. // ФТП. 1992. Т. 26. № 10. С. 1715-1722.

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

Поступило в Редакцию
18 ноября 1993 г.