

ИЗУЧЕНИЕ ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ МЕЖДУ ЭПИТАКСИАЛЬНЫМИ СЛОЯМИ InP и $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С 2МЭГ

Воробьева В. В., Крещук А. М., Макарова Т. Л.,
Новиков С. В., Погребницкий К. Ю., Савельев И. Г.

Разработана комплексная неразрушающая методика исследования переходной области на гетерогранице, включающая в себя метод отношения разностей фотоэмиссии электронов на скачках рентгеновского поглощения, метод эллипсометрической микроскопии, а также метод, связанный с изучением отрицательного магнитосопротивления двумерного электронного газа (2МЭГ) на гетерогранице в магнитном поле, перпендикулярном и параллельном гетерогранице. Проведена апробация этой методики на примере исследования гетероструктур InGaAs/InP с 2МЭГ, выращенных жидкофазной эпитаксией. В результате установлено, что общая толщина переходной области на гетерогранице составляет 120 \AA , из них 80 \AA — крупномасштабные (100 мкм) флуктуации толщины верхнего слоя, $7\text{--}10 \text{ \AA}$ — мелкомасштабные ($< 0.2 \text{ мкм}$) пространственные флуктуации гетерограницы.

В настоящее время большое практическое значение для микроэлектроники приобретают полупроводниковые приборы на основе гетероструктур (ГС) с тонкими и сверхтонкими ($10\text{--}10^3 \text{ \AA}$) слоями. При этом переходная область на гетерогранице (ГГ) становится соизмеримой с толщинами основных слоев и начинает играть одну из ведущих ролей. Переходная область на ГГ включает в себя (рис. 1) размытие скачка состава на ГГ δx и пространственные крупномасштабные δd и мелкомасштабные δz флуктуации ГГ. В данной ра-

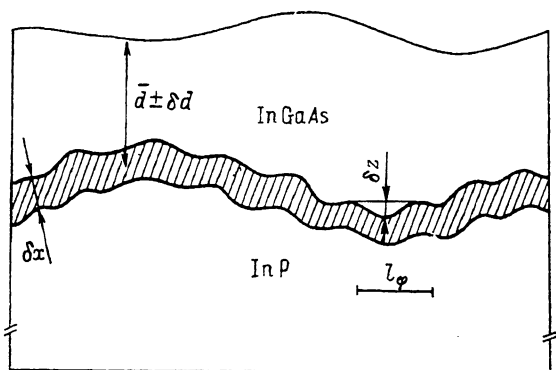


Рис. 1. Схематическое изображение слоев реальной гетероструктуры.

\bar{d} , δd — средняя толщина и флуктуации толщины слоя InGaAs; δz — мелкомасштабные флуктуации гетерограницы; δx — размытие скачка состава на гетерогранице.

боте предлагается комплексная неразрушающая методика исследования ГГ, позволяющая разделить вышеуказанные вклады. Методика включает в себя: 1) метод отношения разностей фотоэмиссии электронов на скачках рентгеновского поглощения (ОРФЭС) [1]; 2) анализ отрицательного магнитосопротивления (ОМС) в магнитных полях, параллельных H_{\parallel} и перпендикулярных H_{\perp} ГГ [2]; 3) метод микроскопической эллипсометрии [3].

Апробация методики проводилась на примере исследования структур InP/ $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ с 2МЭГ, полученных методом ЖФЭ. Детали технологии выращивания ГС, параметры слоев и электрофизические свойства 2МЭГ описаны в [4, 5].

1. Метод ОРФЭС

Данный метод позволяет определить профиль распределения состава толшины эпитаксиальных слоев, ширину переходной области на ГГ. Для диагностики субмикронных ГС образец облучается рентгеновскими фотонами под углом φ к его поверхности, отличным от углов дифракции и полного внешнего отражения. В эксперименте измеряется квантовый выход фотоэлектронов в зависимости от энергии облучающих квантов. По наличию скачков в величине квантового выхода при характерных энергиях рентгеновских фотонов, обусловленных резким возрастанием рентгеновского поглощения, судят о качественном составе исследуемых слоев, а по отношению величин скачков опре-

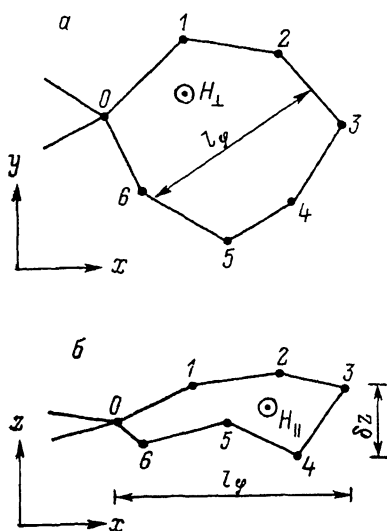


Рис. 2. Диффузионная траектория движения электрона в плоскости двумерного газа (а) и ее проекция на плоскость, перпендикулярную границе (б).

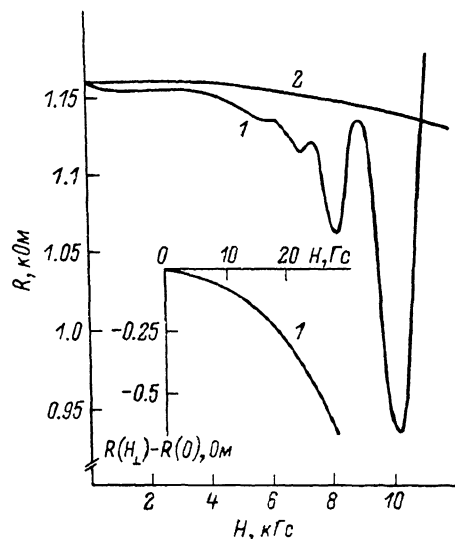


Рис. 3. Зависимость сопротивления образца от магнитного поля, перпендикулярного (1) и параллельного (2) гетерогранице.

На вставке — начальный участок кривой 1.

деляют атомную концентрацию анализируемых элементов. При изменении угла φ изменяется эффективная глубина выхода фотоэлектронов, т. е. толщина эффективного эмиттирующего слоя. При последующей обработке результатов путем численного дифференцирования находится распределение концентрации по глубине исследуемой структуры. В регистрируемую толщину переходного слоя в данной методике вносят вклад неоднородность верхнего слоя ГС по площади засветки зондирующим пучком (1×2) мм^2 , а также непланарность ГГ.

Для определения толщины переходной области на ГГ методом ОРФЭС были выбраны структуры с толщиной верхнего слоя, меньшей 1500 Å , что соответствует диапазону максимальной чувствительности данного метода при исследовании твердого раствора $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ (10 атн% по составу и 10–20 Å по глубине). Для исследованных структур с толщиной верхнего слоя ≈ 500 Å толщина переходной области на ГГ $d_n = 120$ Å .

2. Анализ ОМС в H_{\perp} и H_{\parallel}

Метод основан на анализе слабополевого аномального магнитосопротивления (МС), связанного с подавлением магнитным полем так называемой «слабой локализации» двумерных электронов. Этот эффект связан с интерференцией волновых функций электронов, обходящих замкнутую траекторию диффузионного движения (рис. 2, а) в различных направлениях. Характерным размером петли является длина диффузии $l_{\varphi} = \sqrt{D\tau_{\varphi}}$ за время релаксации фазы волновой функции электронов τ_{φ} из-за неупругих столкновений. Учет слабой локали-

зации приводит к квантовым поправкам, уменьшающим проводимость [6]. Магнитное поле H вносит дополнительную разность фаз при прохождении электроном такой траектории по часовой стрелке и против. Разность фаз пропорциональна магнитному потоку, пронизывающему петлю площадью $\sim l_\varphi^2$. Таким образом, магнитное поле разрушает интерференцию волновых функций электронов, что приводит к подавлению слабой локализации и возрастанию проводимости (или уменьшению сопротивления — эффект так называемого ОМС) [7]. Справедливость этой теории для качественного и количественного описаний экспериментального ОМС на различных объектах подтверждена большим количеством экспериментов (см. обзор [8]). В случае размерно-квантованного электронного газа из теории следует, что магнитное поле, параллельное проводящему слою, не разрушает слабую локализацию электронов. Однако

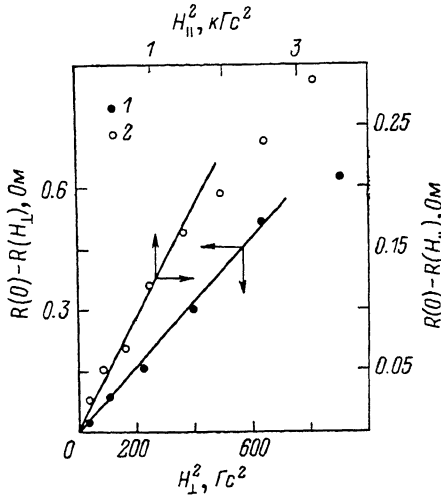


Рис. 4. Зависимости начальных участков магнитосопротивления от квадрата магнитного поля, перпендикулярного (1) и параллельного (2) гетерогранице.

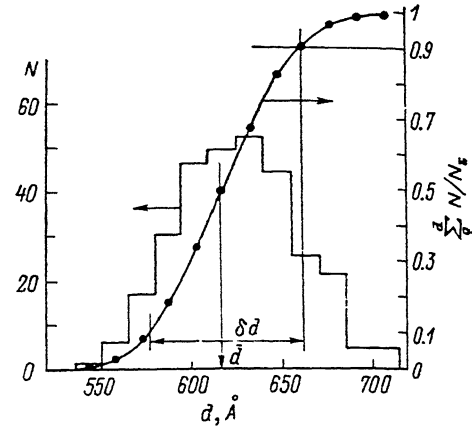


Рис. 5. Гистограмма толщины слоя InGaAs.

реальная ГГ, на которой локализован 2МЭГ, может быть непланарной, и, как следствие, будут существовать флуктуации пространственного расположения центра электронной плотности 2МЭГ с характерной величиной δz . Это в свою очередь приведет к наличию проекции петли, изображенной на рис. 2, а, на плоскость, перпендикулярную ГГ (рис. 2, б) [2]. В этом случае H_{\parallel} будет подавлять слабую локализацию электронов и также приводить к ОМС. Характерные магнитные поля обратно пропорциональны площади проекции петли, $H_{\parallel} \sim 1/l_\varphi dz$. Таким образом, МС 2МЭГ в слабом H_{\parallel} может служить показателем планарности ГГ. Совместный анализ ОМС в H_{\parallel} и H_{\perp} позволяет определить размах флуктуаций δz с характерными размерами в плоскости ГГ, меньшей l_φ .

На рис. 3 показана зависимость сопротивления типичного образца с концентрацией $n=2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $\mu=51 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ от магнитного поля, перпендикулярного H_{\perp} и параллельного ГГ H_{\parallel} при $T=4.2 \text{ К}$. Видно, что в перпендикулярном магнитном поле наблюдается ОМС, на фоне которого развиваются осцилляции Шубникова—де-Гааза (ОШГ). В параллельном магнитном поле также наблюдается слабое ОМС. В слабых магнитных полях наблюдаются участки, квадратичные по магнитному полю (см. вставку на рис. 3 и рис. 4), описываемые выражением

$$\frac{\Delta\sigma}{G_0} = \frac{\sigma(H) - \sigma(0)}{G_0} = \alpha H^2, \quad G_0 = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}.$$

Коэффициенты при H^2 : $\alpha_{\perp}=101 \text{ кГс}^{-2}$ при $H_{\perp} < 25 \text{ Гс}$ и $\alpha_{\parallel}=1.4 \cdot 10^{-2} \text{ кГс}^{-2}$ при $H_{\parallel} < 1.2 \text{ кГс}$.

К ОМС в H_{\parallel} могут привести следующие причины.

1) Отличие от нуля угла θ между магнитным полем и плоскостью образца. Условие $\theta = 0$ соответствует отсутствию ЭДС Холла, т. е. $\Delta V_H(H_{\parallel}) = V_H(+H_{\parallel}) - V_H(-H_{\parallel}) = 0$. Экспериментальная погрешность этого условия менее 10 мкВ при $H = 10$ кГс, что соответствует

$$\sin \theta = \Delta V_H(H_{\parallel}) / \Delta V_H(H_{\perp}) < 10^{-3},$$

$$\alpha_{\parallel} = \alpha_{\perp} \sin^2 \theta < 10^{-6} \alpha_{\perp},$$

а это существенно меньше экспериментальной величины α_{\perp} .

2) Наличие трехмерного шунтирующего слоя. В этом случае в H_{\perp} должны наблюдаться положительное МС и насыщение $V_H(H_{\perp})$, связанное с наличием нескольких групп носителей с различной подвижностью. Из рис. 3 видно, что экспериментально это не наблюдается. Об отсутствии шунтирования свидетельствует и совпадение концентраций, полученных по холловским измерениям в слабых магнитных полях и из анализа периода ОШГ.

3) Сильное размытие потенциальной ямы, при которой проводимость вдоль ГГ носит квазидвумерный характер ($d_n \gg \lambda$ — длина волны электрона). В этом случае заполнено много квантовых подзон, так что энергетический спектр электрона можно считать трехмерным. Однако в случае квазидвумерной проводимости в сильных магнитных полях, когда $l_H \ll d_n$ ($l_H = (e\hbar/cH)^{1/2}$ — магнитная длина), должен наблюдаться переход к трехмерному типу проводимости и должна исчезать анизотропия магнитосопротивления. В эксперименте это не наблюдается вплоть до $H = 6$ Т, где $l_H < 100$ Å.

Приведенный выше анализ свидетельствует о том, что причиной наблюдаемой зависимости $\Delta\sigma(H_{\parallel})$ может являться только подавление слабой локализации магнитным полем, параллельным ГГ, возникающей из-за флуктуаций пространственного расположения 2МЭГ.

Этот вывод позволяет применить теоретические выражения, полученные в работах [2, 7] для анализа ОМС в перпендикулярном и параллельном магнитном полях, и таким образом определить величину δz , характеризующую непланарность гетерограницы. Воспользовавшись асимптотическими выражениями в слабых магнитных полях, где $\Delta\sigma/G_0 = \alpha H^2$, имеем

$$\delta z = \left(\frac{\hbar^2 c^2}{24 e^2} \frac{\alpha_{\parallel}^2}{\alpha_{\perp}} \right)^{1/4}.$$

Подставив в это выражение экспериментальные значения α_{\perp} и α_{\parallel} , определенные из рис. 4, получаем, что величина пространственных флуктуаций ГГ в исследуемой структуре $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ составляет ≈ 10 Å. Для различных образцов, выращенных по той же технологии, величина лежит в диапазоне от 7 до 12 Å.

Сопоставляя этот результат с данными, полученными методом ОРФЭС, видим, что непланарность ГГ δz вносит незначительный вклад в суммарную толщину переходной области d_n . Здесь необходимо отметить, что использованный нами метод позволяет определить амплитуду флуктуаций с геометрическими размерами в плоскости ГГ, не большими $l_p \approx 0.2 \div 0.5$ мкм.

3. Метод микроскопической эллипсометрии

С помощью данной методики были измерены флуктуации толщины верхнего слоя $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$. Измерения проводились на приборе ЛЭФ-3М на длине волны $\lambda = 0.6328$ мкм.

Анизотропия оптических свойств исследуемого слоя в пределах пятна лазерного луча, являющаяся следствием разницы толщины слоя, визуально наблюдалась на экране эллипсометра в виде участков исследуемого образца с различной интенсивностью отраженного света. Отметим, что в разнотолщинности слоя вносят вклад как рельеф поверхности, так и рельеф ГГ.

Количественная информация о толщине слоя $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ была получена при измерении отношения комплексных коэффициентов отражения R_p и R_s исследуемой системы для p - и s -компонент поляризованной световой волны:

$\rho = R_p/R_s = \operatorname{tg} \Psi e^{i\lambda}$. Проводились измерения эллипсометрических параметров Δ и Ψ вдоль образца через каждые 10 мкм. Интерпретация результатов была проведена в рамках трехслойной модели $\text{InP}-\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ —окисел с резкими границами между слоями. Необходимые для расчета оптические константы InP взяты из [9], а значение $N = n - ik$ твердого раствора $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ было вычислено в приближении равномерно распределенных осцилляторов [10] с использованием величин энергетических зазоров в точках X , Γ , L , приведенных в [11]. Измерения, проведенные на свежеразглаженной поверхности массивных образцов $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, показали, что для согласования вычисленных оптических констант с экспериментальными данными необходимо учитывать слой окисла толщиной $9 \div 10 \text{ \AA}$ с показателем преломления $n_{\text{ox}} = 1.62 \div 1.68$. Окончательно оптическая модель включала в себя подложку InP ($N = 3.533 - i 0.3$)—слой $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ ($N = 3.35 - i 0.49$)—окисел 10 \AA ($n_{\text{ox}} = 1.65$).

Результаты эллипсометрических измерений представлены на рис. 5 в виде гистограммы толщины слоя InGaAs . Средняя толщина этого слоя равняется 620 \AA при размахе флуктуаций толщины $\delta d = 80 \text{ \AA}$ с характерным масштабом ≈ 100 мкм.

Если предположить, что величина размаха пространственных флуктуаций и размытие скачка состава на ГГ δx входят аддитивно в величину переходной области d_n , определенную методом ОРФЭС, то тогда δx в исследованных структурах составляет $\approx 30 \text{ \AA}$, что является оценкой снизу реальной величины δx .

Заключение. В работе разработана комплексная методика исследования переходных областей в гетероструктурах $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$. Апробация методики проводилась на СЛГС $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, полученных методом ЖФЭ.

Показано, что причиной ОМС в магнитных полях, параллельных ГГ, в исследованных структурах InP/InGaAs , полученных методом ЖФЭ, являются флуктуации пространственного расположения центра электронной плотности 2МЭГ . Это позволило определить величину мелкомасштабных флуктуаций на ГГ $\delta z \approx 10 \text{ \AA}$ с характерным размером, меньшим $l_p \approx (0.2 \div 0.5)$ мкм. Величина размаха крупномасштабных флуктуаций толщины поверхностного слоя ГС, определенная методом микроскопической эллипсометрии, $\delta d \approx 80 \text{ \AA}$ с характерными размерами ~ 100 мкм. Величина переходной области на ГГ, полученная с помощью метода ОРФЭС, $d_n \approx 120 \text{ \AA}$, что позволило оценить величину размытия скачка переходной области по составу δx порядка 30 \AA .

Список литературы

- [1] Конников С. Г., Коваленков О. В., Погребницкий К. Ю., Синецын М. А., Флакс Л. Н., Явич Б. С. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 10. С. 1745—1749.
- [2] Mensz P. M., Wheeler R. G. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 6. P. 2844—2853.
- [3] Loeschke K. // Cryst. Res. Techn. 1979. V. 14. N 6. P. 717—720.
- [4] Воробьева В. В., Егорова М. В., Крещук А. М., Новиков С. В., Савельев И. Г., Сайдашев И. И. // Письма ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 11. С. 73—77.
- [5] Берг Н. А., Воробьева В. В., Воронцова М. В., Крещук А. М., Новиков С. В., Погребницкий К. Ю., Савельев И. Г. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 4. С. 653—659.
- [6] Anderson P. W., Abrahams E., Ramacrishnan T. V. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. N 5. P. 718—720.
- [7] Altshuler B. L., Khmel'nitsky D. E., Larkin A. I., Lee P. A. // Phys. Rev. B. 1980. V. 22. N 4. P. 5142—5153.
- [8] Полянская Т. А., Шмарцев Ю. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 1. С. 5—23.
- [9] Aspnes D. E., Sudua A. A. // Phys. Rev. B. 1987. V. 27. N 2. P. 987—1006.
- [10] Пихтин А. Н., Яськов А. Д. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 4. С. 661—667.
- [11] Adashi S. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 8. P. 5863—5869.