

ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ ОТДЕЛЬНЫХ ПОДРЕШЕТОК  
В МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ  
 $In_{0.5}Ga_{0.5}P/GaAs$  МЕТОДОМ СТОЯЧИХ  
РЕНТГЕНОВСКИХ ВОЛН

А.Ю. К а з и м и р о в, М.В. К о в а л ь ч у к,  
В.Г. К о н

В последние годы большое внимание уделяется развитию метода стоячих рентгеновских волн, основанного на регистрации угловых зависимостей выхода вторичных излучений в процессе брэгговской дифракции рентгеновских лучей (подробнее см. [1]). Измерение угловой зависимости выхода флуоресцентного излучения позволяет локализовать положение инородных атомов относительно кристаллической решетки, формирующей стоячую волну. К настоящему времени эффективность метода показана в ряде работ по локализации атомов, адсорбированных на поверхности или имплантированных в тонкий поверхностный слой кристалла (см., например, [2, 3]). Такие системы с точки зрения теории дифракции являются наиболее простыми, поскольку стоячая волна формируется в идеальной части решетки, на ее структуру не влияет наличие тонкого слоя исследуемых атомов с толщиной  $L \ll L_{ex}$ , где  $L_{ex}$  — длина экстинкции.

Данная работа посвящена анализу возможностей метода стоячих рентгеновских волн при исследовании структуры гетероэпитаксиальных пленок, в том числе и таких, в которых становятся существенными эффекты дифракции на самой эпитаксиальной пленке.

Исследовались пленки  $In_{0.5}Ga_{0.5}P$  существенно разной толщины ( $\sim 100 \text{ \AA}$  и  $\sim 0.6 \text{ мкм}$ ), выращенные методом жидкофазной эпитаксии на монокристаллической подложке  $GaAs$  с ориентацией поверхности (111). Эксперименты проводились в двухкристальной бездисперсионной схеме ( $n, -n$ ), III — отражение  $GaK\alpha$  излуче-

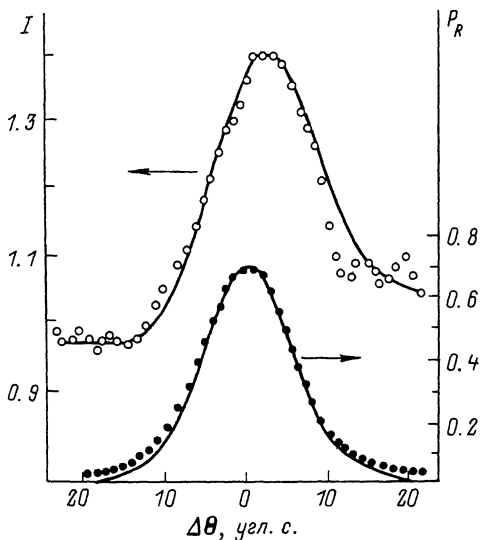


Рис. 1. Угловая зависимость выхода  $InL\alpha$  флуоресценции из тонкой ( $\sim 100 \text{ \AA}$ ) пленки (верхняя кривая) и кривая рентгеновского отражения (нижняя кривая). Точки - эксперимент, сплошные линии - расчет.

ния. В качестве монохроматоров использовались кристаллы германия с параметрами асимметрии  $\delta = 1$  для тонкой пленки и  $\delta = 0.04$  для толстой пленки. Флуоресцентное излучение регистрировалось твердотельным  $Si(Li)$  детектором, который был

помещен вблизи исследуемого кристалла. Необходимым условием использования данного метода при исследовании гетероструктур является наличие в составе пленки атомов, отсутствующих в подложке (в данном случае - атомы  $In$  и  $P$ ). Угловые зависимости слабого флуоресцентного излучения получены с помощью методики накопления двумерных массивов, описанной в [4].

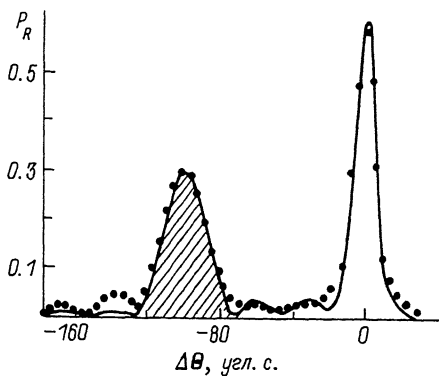
Угловая зависимость  $InL\alpha$  флуоресценции из пленки толщиной  $\sim 100 \text{ \AA}$  представлена на рис. 1. На этом же рисунке показаны экспериментальная и теоретическая кривые рентгеновского отражения. Поскольку линия  $InL\alpha$  ( $E = 3.29 \text{ кэВ}$ ) близка по энергии линии  $ArK\alpha$  ( $E = 2.96 \text{ кэВ}$ ), то для выделения очень слабого полезного сигнала на фоне сигнала от аргона в воздухе измерения проводились в атмосфере гелия. Кривая рентгеновского отражения имеет стандартный вид ( $P_{Rmax} = 0.71$ ), свидетельствующий о высоком совершенстве кристаллической подложки. Что касается кривой угловой зависимости  $InL\alpha$  флуоресценции, то ее форма сразу указывает на сильную разупорядоченность пленки.

При падении на кристалл плоской рентгеновской волны угловая зависимость выхода флуоресценции описывается формулой

$$I(\Delta\theta) = 1 + \frac{|E_h|^2}{|E_o|^2} + 2C \frac{|E_h|}{|E_o|} f_c^y \cos(\alpha(\Delta\theta) + \varphi_c^y). \quad (1)$$

Здесь  $E_o$ ,  $E_h$  - амплитуды падающей и отраженной рентгеновских волн,  $C$  - поляризационный множитель,  $f_c^y = |S_h^y| \exp(-M(T)) \cdot F$ , где  $S_h^y = |S_h^y| \exp(i\beta^y)$  - структурный фактор атомов сорта  $y$  (индия), а  $\exp(-M(T))$  - тепловой фактор Дебая-Валлера атомов

Рис. 2. Кривая рентгеновского отражения для пленки толщиной  $\sim 0.6$  мкм. Точки — эксперимент, сплошная линия — расчет. Выделена угловая область измерения угловых зависимостей выхода флуоресценции.



индия. Зависящий от  $\Delta\theta$  параметр  $\alpha(\Delta\theta)$  есть фаза комплексного отношения  $E_n/E_0$ , которая задает смещения узлов и пучностей стоячей волны, а  $\varphi_c^y = \beta^y + \Delta\varphi$ , причем  $F_{exp}(i\Delta\varphi)$  есть средняя по толщине пленки величина, характеризующая смещение исследуемых атомов вследствие деформации кристаллической решетки пленки и ее разупорядоченность.

Расчет теоретической кривой на рис. 1 проводился по формуле (1) с учетом реальной свертки с кривой отражения монохроматора, причем параметры  $F$  и  $\Delta\varphi$  варьировались. Наилучшее совпадение было получено при  $F = 0.25$  и  $\Delta\varphi = 0.55$ . Принимая модель однородной, деформации пленки с резким переходным слоем легко пересчитать фазу  $\Delta\varphi$  в значение средней деформации  $\Delta d/d$  в пленке. Было найдено, что  $\Delta d/d \approx 6 \cdot 10^{-3}$ .

Заметим, что аналогичный подход использовался в работе [5] при анализе пленки  $In_xGa_{1-x}As_yP_{1-y}$  на подложке  $InP(100)$ . В отличие от [5], где деформация пленки была мала ( $\Delta d/d \approx \approx 2.3 \cdot 10^{-4}$ ), а толщина достаточно велика ( $\approx 0.2$  мкм), в нашей работе изучена пленка значительно меньшей толщины и сильно деформированная.

С ростом толщины пленки при заметной разности в значениях периода кристаллической решетки пленки и подложки атомы пленки успевают накопить смещение порядка периода стоячей волны, пропорционального периоду решетки подложки, и метод при дифракции на подложке становится структурно нечувствительным. Одновременно начинает формироваться дифракционный пик в угловой области отражения от пленки, которому соответствуют стоячие волны, определяющие угловые зависимости выхода флуоресценции при дифракции рентгеновских лучей на исследуемом слое. На рис. 2 показана угловая зависимость отражения рентгеновских лучей для образца с толщиной пленки  $\approx 0.6$  мкм. Наряду с пиком отражения от подложки на кривой имеется заметный пик, соответствующий отражению от пленки, а также система более слабых осцилляций на „хвосте“ кривой слева от пика. Средняя деформация пленки, определенная по угловому положению дополнительного пика, составила  $\Delta d/d = 2 \cdot 10^{-3}$ .

Измеренные угловые зависимости  $InI_\alpha$  и  $PK_\alpha$  флуоресцентных излучений в угловой области отражения от пленки (выделена на рис. 1)

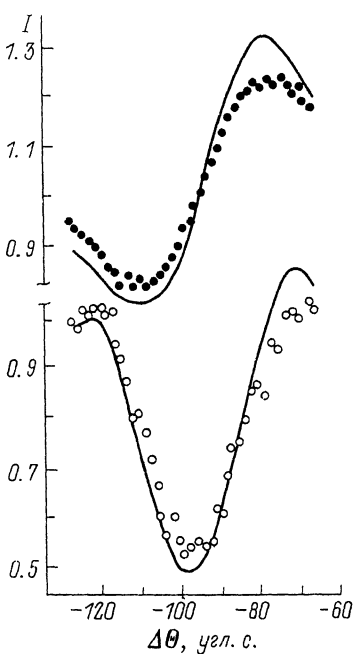


Рис. 3. Угловые зависимости выхода  $InL\alpha$  (верхняя кривая) и  $PK\alpha$  (нижняя кривая) флуоресценции. Сплошные линии — расчет.

показаны на рис. 3. Видно, что угловые зависимости носят принципиально различный характер. В то время как на кривой выхода  $InL\alpha$  флуоресценции наблюдаются четко выраженные минимум и максимум, на кривой  $PK\alpha$  имеется только минимум. Это связано с различным положением атомов  $In$  и  $P$  в элементарной ячейке кристаллической решетки пленки. Соответственно они „видят“ стоячую волну в различных точках ее периода. Наличием резко различных угловых зависимостей для атомов разного сорта и определяется возможность изучения структуры отдельных подрешеток многокомпонентных кристаллов.

Теоретические кривые, показанные на рис. 2 и 3, были рассчитаны по схеме, описанной в работе [6] с учетом специфики выхода флуоресцентного излучения в модели однородной деформации пленки с резким переходным слоем (толщина пленки 0.62 мкм, фактор аморфизации  $F = 0.8$ ). Видно, что теоретические кривые в целом хорошо соответствуют экспериментальным. Однако полного совпадения получить не удалось. В первую очередь это связано с недостаточно адекватной моделью пленки, использованной при расчете. Это видно уже непосредственно из того, что теоретическая кривая рентгеновского отражения не описывает дополнительные осцилляции на хвосте.

Измеренные угловые зависимости позволяют решить более сложную задачу — определить профиль деформации кристаллической решетки и степень ее разупорядоченности по глубине пленки. Известно [7], что решение такой задачи только по кривой рентгеновского отражения является неоднозначным. Наличие двух дополнительных каналов в виде кривых угловой зависимости флуоресценции атомов различных подрешеток делает ее значительно более достоверной. Такая задача нами в настоящее время решается.

Авторы выражают благодарность Д.З. Гарбузову и И.Н. Арсеньеву за приготовление образцов и интерес к работе.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] К о в а л ь ч у к М.В., К о н В.Г. — УФН, 1986, т. 149, № 1, с. 69–108.

- [2] Cowan P.L., Golovchenko J.A., Robbins M.F. - Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, N 25, p. 1680-1683.
- [3] Materlik G., Zegenhagen J. - Phys. Lett. Ser. A., 1984, v. 104, N 1, p. 47-50.
- [4] Казимиров А.Ю., Ковальчук М.В. - Кристаллография, 1987, т. 32, № 3, с. 730-732.
- [5] Akimoto K., Ishikawa T., Takahashi T., Kikuta S., Matsui J. - Jap. J. Appl. Phys., 1985, v. 24, N 12, p. L917-L920.
- [6] Ковальчук М.В., Кон В.Г., Лобанович Э.Ф. ФТТ, 1985, т. 27, № 11, с. 3379-3387.
- [7] Afanasev A.M., Kovalchuk M.V., Kovev E.K., Kohn V.G. - Phys. Stat. Sol.(a), v. 42, 1977, p. 415-422.

Институт кристаллографии  
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию  
26 апреля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 15

12 августа 1988 г.

### О СООТНОШЕНИИ МИЛЛЕРА ДЛЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ ЛАВИННОГО УМНОЖЕНИЯ НОСИТЕЛЕЙ В $p-n$ -ПЕРЕХОДАХ

В.А. Холоднов

Лавинное размножение носителей за счет их ударной ионизации в области пространственного заряда (ОПЗ)  $p-n$ -перехода лежит в основе функционирования ряда приборов полупроводниковой техники, например лавинных фотодиодов (ЛФД), лавинно-пролетных диодов, лавинных транзисторов и тиристоров [1-5]. Для анализа работы таких приборов необходимо знать зависимости от напряжения на них  $U$  коэффициентов умножения носителей  $M(V)$ . Это нужно также знать для предотвращения отказа приборов, не использующих эффект лавинного размножения носителей. Наиболее простой способ вычисления  $M(V)$  основан на интегральных соотношениях [1, 3-8]

$$M_n = \frac{1}{1 - \tilde{m}_n}, \quad M_p = M_n \cdot \gamma(\mathcal{L}_n, -\mathcal{L}_p), \quad \tilde{M} = M_n \cdot \frac{\int_{-\mathcal{L}_p}^{\mathcal{L}_n} g(x) \cdot \gamma(x, -\mathcal{L}_p) dx}{\int_{-\mathcal{L}_p}^{\mathcal{L}_n} g(x) dx}, \quad (1)$$

где

$$\gamma(x, x_0) = \exp\left[\int_{x_0}^x (\beta - \alpha) dx\right], \quad \tilde{m}_n = \int_{-\mathcal{L}_p}^{\mathcal{L}_n} \alpha(x) \cdot \gamma(x, -\mathcal{L}_p) dx, \quad (2)$$