

УДК 539.26/27:548.4

©1994

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДЕФОРМАЦИИ В ДВОЙНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ InAsSbP/InGaAsSb

*Т.С.Аргунова, Р.Н.Кютт, Б.А.Матвеев, С.С.Рувимов,
Н.М.Стусь, Г.Н.Талалакин*

Методом трехкристальной рентгеновской дифрактометрии проведен анализ структурных дефектов в гетерокомпозициях InAsSbP/InGaAsSb. Полученные данные представлены для двух направлений в плоскости рассеяния — вдоль вектора обратной решетки и перпендикулярно к нему. Из распределения интегральной интенсивности вдоль дифракционного вектора выявлена локализация сеток дислокаций несоответствия. Появление и расположение сеток дислокаций обсуждается в связи с распределением деформации по толщине и пониженной пластичностью твердых растворов InAsSbP и InGaAsSb. Рассматривается влияние дефектов несоответствия на характеристики гетеролазеров.

При дифрактометрии эпитаксиальных структур с сопоставимыми толщинами слоев и подложки изгиб и структурные дефекты дислокационного типа приводят к заметному уширению максимумов интенсивности на кривых отражения. Это ухудшает угловое разрешение при использовании двукристалльных кривых. Применение трехкристальной дифференциальной дифрактометрии позволяет обойти эти трудности и обеспечить получение более полной информации об эпитаксиальных слоях [1–3]. Такой подход был использован в нашей предыдущей работе при изучении дислокационных сеток в двойных гетероструктурах (ДГС) на основе InAs [4]. В настоящей работе, являющейся продолжением начатых ранее исследований [4,5], приведены данные о структурных дефектах и деформации в ДГС InAsSbP/InGaAsSb/InAsSbP, используемых для создания инжекционных лазеров для диапазона спектра 3.2–3.6 μm [6].

1. Методика

Измерения проводились на трехкристальном спектрометре в дифференциальном режиме [2]. Интенсивность дифракции измерялась в зависимости от двух угловых параметров — угла поворота образца α и анализатора θ , т. е. углов падения и отражения лучей от образца. Оба угла отсчитывались от центра отражения для подложки в сторону увеличения скользящего угла падения. Это позволяет изучать распределение интенсивности в двумерной системе координат обратного пространства с осями $q_H \parallel \mathbf{H}$ и $q_\alpha \perp \mathbf{H}$, где \mathbf{H} — вектор обратной решетки выбранного отражения. Результаты могут быть представлены в

виде контуров равной интенсивности в системе (q_H, q_α) или в виде трехкристалльных кривых различных мод сканирования. При этом кривые ω -моды, измеренные с вращением образца при фиксированном положении анализатора θ , дают распределение интенсивности по нормали к \mathbf{H} в выбранной точке на оси q_H :

$$q_H = -k\theta \cos \theta_B,$$

θ - 2θ -сканирование с вращением и образца, и анализатора с соотношением скоростей 1 : 2 фиксирует распределение интенсивности вдоль вектора \mathbf{H} . Изгиб образца и дислокационные сетки вызывают растяжение дифракционной картины в направлении, перпендикулярном \mathbf{H} , или уширение ω -кривых. Поэтому использование θ - 2θ -сканирования заметно улучшает разрешение дифракционных максимумов от отдельных слоев. При отклонении вектора обратной решетки от нормали к поверхности эффективно построение распределения интегральной интенсивности в направлении \mathbf{H} , при котором строится зависимость площади под ω -кривой

$$I = \int i(\alpha) d\alpha \quad (\theta = \text{const}) \quad (1)$$

от угла анализатора θ или пропорциональной ему координаты. Кривая $I(q_H)$ характеризует изменение межплоскостного расстояния $\Delta d/d$ данного отражения.

Наличие дислокационных сеток может быть зафиксировано двумя способами: по уширению ω -кривых (если, конечно, исключен вклад, даваемый изгибом образца) или по отличию от нуля тангенциальных компонент относительной разницы межплоскостных расстояний

$$(\Delta d/d)_{\parallel}^i = (d_{\parallel}^i - d_{\parallel}^0) / d_{\parallel}^i,$$

где индексы i и 0 означают соответственно слой i и подложку. Если нормальные компоненты $(\Delta d/d)_{\perp}^i$ получаются из измерений симметричных отражений, то для определения $(\Delta d/d)_{\parallel}^i$ требуется использование асимметричной геометрии (рис. 1). С помощью измерения серии ω -кривых $i(\alpha)$ строится зависимость $I(\theta)$, положения максимумов на которой определяются межплоскостным расстоянием измеряемого рефлекса для i -го слоя $(\Delta d/d)^i$. С другой стороны, положение пика α_m на ω -кривой, измеренной при $\theta = \theta^i$, определяется не только этой величиной, но и углом разворота $\delta\varphi$ между отражающими плоскостями пленки и подложки. Последнее обусловлено тетрагональной дисторсией. Из рис. 1 видно, что $\alpha_m^i = -\theta_A^i/2 + \delta\varphi^i$. Величины α_m и $\delta\varphi$ связаны с $(\Delta d/d)_{\perp, \parallel}$ следующим образом:

$$\theta = [(\Delta d/d)_{\perp} \cos^2 \varphi + (\Delta d/d)_{\parallel} \sin^2 \varphi] \operatorname{tg} \theta_B, \quad (2)$$

$$\delta\varphi = \frac{1}{2} \sin 2\varphi [(\Delta d/d)_{\perp} - (\Delta d/d)_{\parallel}]. \quad (3)$$

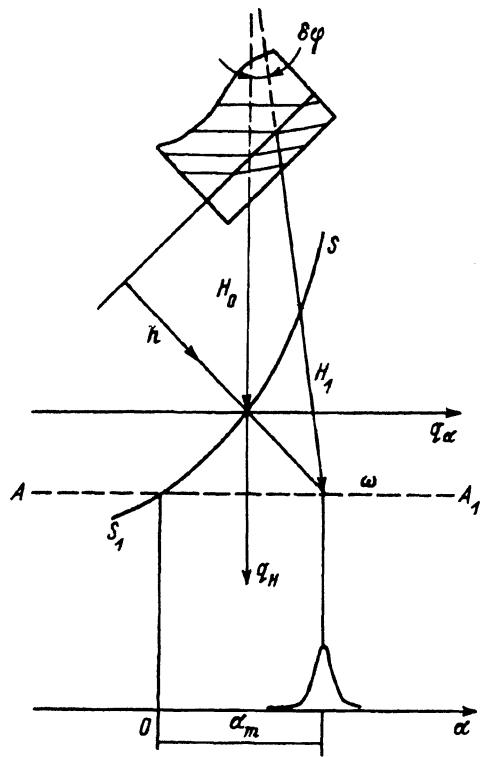


Рис. 1. Схема направлений в обратном пространстве для асимметричной брэгговской геометрии дифракции.

H_0 и H_1 — векторы обратной решетки подложки и пленки соответственно, n — направление нормали к гетерогранице, $S-S_1$ — след сферы Эвальда, $A-A_1$ — одно из сечений плоскости рассеяния при ω -сканировании.

С другой стороны, измеряемая разница в межплоскостном расстоянии $(\Delta d/d)_\perp$ связана с несоответствием параметров решеток $\Delta a/a$ соотношением

$$(\Delta d/d)_\perp = \Delta a/a + \left[\Delta a/a - (\Delta d/d)_\parallel \right] 2\nu/I - \nu,$$

где ν — коэффициент Пуассона.

При отсутствии релаксации упругих напряжений в многослойной гетероструктуре все $(\Delta d/d)_\parallel^i = 0$ и все точки на зависимости $\alpha(\theta_A)$ лежат на одной прямой

$$\alpha_m = -\theta / \left(1 + \gamma_0/|\gamma_H| \right),$$

где γ_0 и γ_H — направляющие косинусы углов падения и отражения, отсчитываемые от нормали к поверхности образца. При переводе α и θ в координаты q_α и q_H эта прямая соответствует направлению нормали к поверхности (рис. 1).

В случае полной релаксации напряжений, т. е. при $(\Delta d/d)_\parallel^i = (\Delta d/d)_\perp^i$, все точки ложатся на прямую $\alpha_m^i = -1/2\theta^i$, соответствующую в обратном пространстве направлению H .

Для многослойных структур требуется определить, к какому слою относится тот или иной пик на кривой $I(\theta)$. Такая идентификация может быть проведена из анализа интенсивности соответствующих пиков для кривых $\theta - 2\theta$ (в симметричной брэгговской геометрии) или $I(\theta)$ для

двух длин волн с существенно разным уровнем поглощения. В данной работе для этих целей были использованы (333)-рефлексы на CuK_α ($\mu_0(\text{InAs}) = 935 \text{ cm}^{-1}$) и MoK_α ($\mu_0(\text{InAs}) = 220 \text{ cm}^{-1}$). Чем больше отношение $i(\text{Mo})/i(\text{Cu})$, тем глубже лежит соответствующий слой. Аналогичный результат может быть получен и из сравнения симметричного (333)- и асимметричного (422)-рефлексов.

Образцы для исследований получали методом жидкофазной эпитаксии при температурах 650–700 °С на нелегированных подложках $n\text{-InAs}(111)$ ($n = 1 \div 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) с плотностью дислокаций $N < 10^4 \text{ cm}^{-2}$. Образцы ДГС были аналогичны описанным в [6] и состояли из подложки и трех слоев (см. таблицу): $n\text{-InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$ (широкозонный ограничивающий слой № 1), $n\text{-In}_{1-v}\text{Ga}_v\text{As}_{1-w}\text{Sb}_w$ (активный слой лазера № 2) и $p\text{-(Zn)-InAs}_{1-u-z}\text{Sb}_u\text{P}_z$ (широкозонный эмиттер, слой № 3). Составы слоев и толщины приведены в таблице. Там же приведены энергия лазерного пика $h\nu$ и пороговые токи J_{th} при 77 К для лазеров, полученных из исследованных структур, а также несоответствие периодов решеток с подложкой, полученные интерполяцией [7,8] для точек вблизи границ раздела.

2. Результаты измерений и их обсуждение

На рис. 2 представлены типичные кривые $\theta-2\theta$ -моды отражения (333) MoK_α и CuK_α , полученные для одного из образцов. На них видны все характерные особенности исследованных структур. Так, слой InAsSbP имеют больший по сравнению с InAs период решетки, причем $a_3 > a_1 > a_0$. Это согласуется с оценкой, даваемой интерполяционными соотношениями. Слой InGaAsSb (№ 2) имеет меньший по сравнению с подложкой период решетки, т. е. $a_2 < a_0$. Сложный вид кривых в области $\alpha < 0$ указывает на неоднородность состава как первого, так и третьего слоев.

Полуширины ω -кривых, измеренных при положениях анализатора θ_A^i , соответствующих максимумам отражения отдельных слоев (см. таблицу), практически одинаковы для всех слоев данного образца. Из

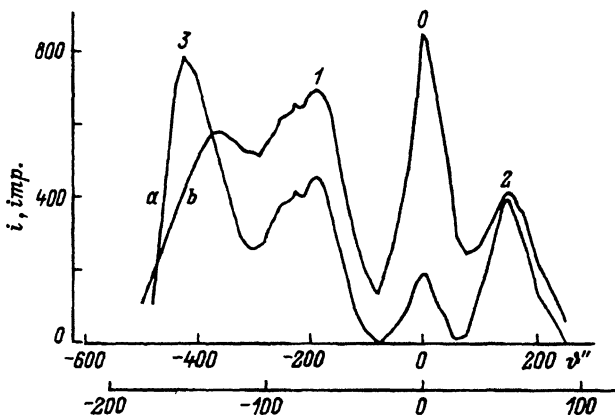


Рис. 2. Кривые $\theta-2\theta$ -сканирования для образца 62-1. a — отражение (333)- CuK_α (верхняя шкала на оси углов), b — отражение (333)- MoK_α (нижняя шкала на оси углов). Пики отражения: 0 — от подложки, 1 — от первого, 2 — от второго, 3 — от третьего слоя.

Основные параметры ДГС InAsSbP/InGaAsSb и лазеров с широким контактом на их основе (ГР — граница раздела)

Номер слоя	Параметры слоя	Номер образца			
		60-1	62-1	65-1	70-2
3	Состав	$p\text{-InAs}_{1-u-z}\text{Sb}_u\text{P}_z$			
	z	0.16	0.143	0.132	0.115
	u	0.094	0.091	0.08	0.095
	Толщина, μm	2	2.5	2	8
	$\Delta\alpha(u, z)$, %	0.15	0.19	0.14	0.3
	$(\Delta d/d)_\perp \cdot 10^2$	0.12-0.18	0.22	0.22	0.39
	$(\Delta d/d)_\parallel \cdot 10^2$	0	0.022	0.036	0.017
	$\Delta\alpha(u, z)$, %	0.1	0.14	0.1	0.21
	z (ГР 3-2)	0.176	0.148	0.15	0.144
	u (ГР 3-2)	0.094	0.086	0.08	0.095
2	Состав	$n\text{-In}_{1-v}\text{Ga}_v\text{As}_{1-w}\text{Sb}_w$			
	w (ГР 2-3)	0.061	0.062	0.057	0.07
	v (ГР 2-3)	0.071	0.067	0.066	0.045
	Толщина, μm	1.5	1.5	1	1.5
	$\Delta\alpha(v, w)$, %	~ 0.02	0.02	0.04	0.19
	$(\Delta d/d)_\perp \cdot 10^2$	-0.046	-0.092	-0.024	-
	$(\Delta d/d)_\parallel \cdot 10^2$	0	0.031	-0.018	-
	$\Delta\alpha(v, w)$, %	~ 0.02	-0.05	0.004	0.24
	w (ГР 2-1)	0.07	0.062	0.057	0.08
	v (ГР 2-1)	0.062	0.072	0.06	0.048
1	Состав	$n\text{-InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$			
	x (ГР 1-2)	0.09	0.086	0.082	0.095
	y (ГР 1-2)	0.175	0.162	0.153	0.15
	Толщина, μm	5	5	3.5	5
	$\Delta\alpha(x, y)$, %	0.073	0.092	0.1	0.23
	$(\Delta d/d)_\perp \cdot 10^2$	0.039	0.095	0.103	0.151
	$(\Delta d/d)_\parallel \cdot 10^2$	0	0.018	-0.01	0.042
	$\Delta\alpha(x, y)$, %	0.0014	0.14	0.1	0.23
	x (ГР 1-InAs)	0.09	0.098	0.082	0.1
	y (ГР 1-InAs)	0.2	0.17	0.153	0.15
W_α''	18	34	35	45-60	
Радиус изгиба, м	24	2	3.5	0.42	
2	J_{th} (77 К), А/см ²	39	57	125	38
	$h\nu$ (77 К), meV	380	385	384	369

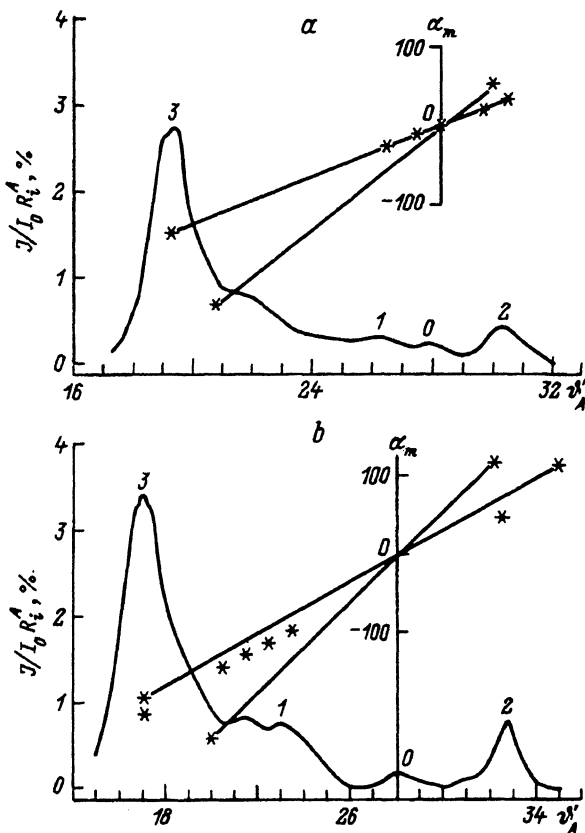


Рис. 3. Зависимость интегральной интенсивности I и углового положения α_m пиков ω -сканирования от углового положения анализатора (в абсолютной шкале углов) для отражения 422 $\text{CuK}\alpha$ -излучения.

a — образец 60-1, b — образец 62-1. Обозначения пиков те же, что и на рис. 2.

них исключен вклад, связанный с изгибом образцов. При этом полуширины ω -кривых для подложки оказываются, как правило, меньше, чем для слоев, и составляют $\sim 18''$.

Поскольку влияние изгиба на значения W_{\perp} было исключено, то увеличение W_{\perp} можно связать с дефектами структуры, а именно сетками дислокаций несоответствия, возникающими на границах раздела при релаксации упругих напряжений [2]. Из этих данных видно, что сетки дислокаций несоответствия присутствуют во всех образцах, за исключением образца 60-1.

На рис. 3, a, b приведены зависимости интегральной интенсивности и положения максимумов на ω -кривых для образцов 60-1 и 62-1, полученные из измерений асимметричного 422-отражения. Для первого из них точки $\alpha_m(\theta_A)$ лежат на прямой, соответствующей распределению интенсивности по нормали к поверхности, т. е. соответствуют случаю $(\Delta d/d)_{\parallel}^i = 0$, что согласуется со сделанным ранее выводом об отсутствии сеток дислокаций несоответствия в этом образце. Для образца 62-1 точки α_m^i не лежат на прямой из-за не равных нулю значений ком-

понент $(\Delta d/d)_{\parallel}^i$, т. е. из-за присутствия сеток дислокаций несоответствия.

Полученные по формулам (2), (3) из данных по 422-отражению значения как нормальных, так и тангенциальных компонент несоответствия приведены в таблице. Из этой таблицы видно, что имеет место лишь частичная релаксация упругих напряжений, поскольку во всех случаях $(\Delta d/d)_{\parallel}^i$ заметно меньше $(\Delta d/d)_{\perp}^i$. Следствием неполной компенсации напряжений является изгиб всех образцов с радиусами от 0.5 до 24 м.

Очевидно, определяющим при образовании дефектов является несоответствие параметров решетки первого слоя относительно подложки и вызванные этим напряжения $\Delta a/a$ (здесь и далее мы судим о несоответствии по измеряемым значениям $(\Delta d/d)_{\perp}$). Действительно, образец 60-1, в котором нет сеток дислокаций несоответствия, имеет наименьшее значение $(\Delta d/d)_{\perp}^1$, а образец 70-2 с наибольшим несоответствием характеризуется и максимальной величиной тангенциальной компоненты. Отметим, что для образца 60-1 значение перпендикулярной компоненты $\Delta d/d$ на границе между вторым и третьим слоями $(\Delta d/d = 1.2 \div 1.8 \cdot 10^{-3})$ больше предельного значения $(\Delta d/d \cong 1 \cdot 10^{-3})$, выше которого начинается образование дислокаций несоответствия на границе раздела с бинарным соединением. Это предельное значение было получено в опытах с однослойными структурами InAsSbP/InAs, являющимися аналогами приведенных в таблице образцов и отличающихся лишь отсутствием слоев 2 и 3. Отсутствие сеток дислокаций несоответствия в образце 60-1 свидетельствует, на наш взгляд, о затрудненности дефектообразования на границе раздела двух четверных твердых растворов вследствие пониженной пластичности и повышенной микротвердости последних по сравнению с их бинарными аналогами [9].

Напряжения, создаваемые вторым слоем, противоположны по знаку напряжениям в первом и втором слоях ($(\Delta d/d)_{\perp} < 0$) и меньше по величине в сравнении с создаваемыми первым слоем прежде всего из-за меньшей его толщины, хотя степень несоответствия по отношению к нижележащему слою может быть значительной, особенно с учетом частичной релаксации последнего. В этих экспериментах нам не удалось получить полного соответствия интерполяционных и измеренных значений Δa для InGaAsSb.

Широкозонный эмиттер (слой № 3) также может создать значительные напряжения, могущие привести к образованию сеток дислокаций несоответствия. Его влияние на дефектообразование можно проследить при сравнении степени пластической деформации первого слоя во всех образцах, которая при близких значениях несоответствия $(\Delta d/d)_{\perp} = 1 \div 1.5 \cdot 10^{-3}$ имеет существенно большее значение в образце 70-2 ($(\Delta d/d)_{\parallel} = 4.2 \cdot 10^{-4}$). Очевидно, это указывает на то, что в процессе наращивания третьего слоя со значительно большим несоответствием ($(\Delta d/d)_{\parallel} \cong 4 \cdot 10^{-3}$) произошла релаксация напряжений сжатия. При этом появились дополнительные сетки дислокаций несоответствия на границе раздела с InAs в результате одновременного «расширения» всех трех слоев в направлении, параллельном границе раздела.

Данные таблицы позволяют также сделать вывод о том, что сетки дислокаций несоответствия, по-видимому, оказывают влияние на плотность порогового тока инжекционных лазеров в системе InAsSbP/InGaAsSb. Действительно, пороговый ток заметно возрастает с увеличением степени пластической релаксации на границе раздела между вторым и третьим слоями, т. е. вблизи $p-n$ -перехода. В образце 70-2 сетка дислокации несоответствия сосредоточена, в основном на первой границе раздела и не влияет на свойства активной области. При этом для образца 70-2 мы пользовались данными по Δa InGaAsSb, полученными интерполяцией, поскольку дифракционные пики были трудноразрешимы.

В заключение авторы благодарят Н.В.Зотову, С.А.Карандашева за помощь в измерениях, Российский фонд фундаментальных исследований и Фонд Сороса за поддержку данной работы.

Список литературы

- [1] Fewster P. et al. // J. Appl. Grystall. 1989. V. 22. N 1. P. 64–70.
- [2] Кютт Р.Н., Аргунова Т.С. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 1. С. 40–45.
- [3] Tanner B. // J. Phys. D. Appl. Phys. 1993. V. 26. P. A151.
- [4] Argunova T.S., Kyutt R.N., Matveev B.A., Ruvimov S.S., Stus' N.M., Talalakin G.N. // Solid State Phenomena. 1991. V. 19–20. P. 581–586.
- [5] Aidaraliev M., Zotova N.V., Karandashev S.A., Matveev B.A., Stus' N.M., Talalakin G.N. // Phys. Stat. Sol. (a). 1989. V. 115. P.K117–K120.
- [6] Aidaraliev M., Zotova N.V., Karandashev S.A., Matveev B.A., Stus' N.M., Talalakin G.N. // Semicond. Sci. Technol. 1993. V. 8. N 8. P. 1575–1580.
- [7] Williams C.R., Glisson T.H., Hauser J.R., Littlejohn M.A. // J. Electron. Mater. 1978. V. 7. P. 639–646.
- [8] Olsen G.H., Nuese C.J., Smith R.T. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. N 11. P. 5523–5529.
- [9] Матвеев Б.А., Стусь Н.М., Талалакин Г.Н., Чернева Т.В., Фадин Ю.А. // Изв. АН СССР. Сер. неорг. материалы. 1990. Т. 26. № 3. С. 639–640.

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

Поступило в Редакцию
1 апреля 1994 г.