1989 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 31, в. 4
1989 SOLID STATE PHYSICS Vol. 31, № 4

УДК 548.732

РЕНТГЕНОДИФРАКТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НАРУШЕННЫХ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ Si (111) И $In_{0.5}Ga_{0.5}P/GaAs$ (111) НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ ПОСТОЯННОГО ГРАДИЕНТА ДЕФОРМАЦИИ

В. В. Лидер, Ф. Н. Чуховский, Ю. П. Хапачев, М. Н. Барашев

На основе модели кристалла с линейным изменением деформации в кинематическом случае получены приближенные выражения для определения градиента деформации, величины деформации на поверхности кристалла и толщины нарушенного слоя. Рентгенодифракционный эксперимент и расчеты указанных величин проведены для ряда образцов твердого раствора $In_{0.5}Ga_{0.5}P$ и автоэпитаксиальных пленок кремния с диффузией бора.

Эпитаксиальные пленки в ряде случаев имеют градиент состава по глубине (см., например, для твердого раствора $In_{1-x}Ga_xP$ [1], для автоэпитаксиальных пленок Si [2]). Возникающий при этом градиент деформации может привести к изменению электрофизических свойств полупроводниковых приборов [3]. Поэтому определение величины градиента деформации и амплитуды деформации в таких пленках необходимо для оценки дефектности структур.

Целью работы является получение приближенных аналитических выражений для определения градиента деформации и их экспериментальная апробация.

Для измерения деформаций в гетероструктурах существуют различные прямые и косвенные методы (см., например, [2]). Однако все эти методы не дают адекватной информации для тонких пленок неоднородного состава. Рентгенодифракционные (РД) методы измерения деформаций, являясь прямыми и неразрушающими, дают корректные результаты для неоднородных по составу пленок лишь в том случае, когда градиент деформации в них достаточно мал. Именно при слабой неоднородности состава по толщине пленки можно угловому расстоянию между РД максимумами пленки и подложки поставить в соответствие среднее значение деформации в пленке $\overline{\varepsilon_{zz}(z)}$ [4]. Если неоднородность состава существенна, то усреднение $\varepsilon_{zz}(z)$ теряет смысл, так как РД максимум подложки находится на угловом расстоянии от РД максимума пленки, не соответствующем $\overline{\varepsilon_{zz}(z)}$; кроме того, сам РД максимум пленки может иметь сложную структуру, зависящую от закона изменения $\varepsilon_{zz}(z)$ по направлению в глубь кристалла.

В [5] была рассмотрена задача рентгеновской дифракции на кристалле с переходным слоем и получено аналитическое решение для кривой дифракционного отражения (КДО) от такой системы. Анализ этой КДО показывает, что угловое расстояние между РД максимумами пленки и подложки определяется средним значением деформации в эпитаксиальной пленке $\bar{\varepsilon}_{zz}$ при выполнении условия

$$\varepsilon d_{п}/d_{hkl} \ll 1, \tag{1}$$

где ε — амплитуда деформации, $d_п$ — толщина переходного слоя, d_{hkl} — межплоскостное расстояние.

Большинство гетероструктур состоит из резко разграниченных слоев различного стехиометрического состава, причем толщины слоев $h \leqslant 10$ мкм, а толщины переходных областей $d_п \leqslant 0.2$ мкм [2]. При таких значениях $d_п$ условие (1), как правило, выполняется, поскольку характерные значения $\varepsilon \simeq 10^{-3} \div 10^{-4}$. Ширины РД максимумов от пленки при указанных толщинах описываются кинематическим выражением, т. е. $\Delta\theta_0 \approx \lambda/h$, где λ — длина волны рентгеновского излучения. Если при этом они значительно меньше деформации $\Delta\theta_0 \ll \varepsilon$, то структура КДО от пленки с переходным слоем содержит основной пик, расположенный от РД пика подложки на угловом расстоянии, пропорциональном ε, и симметрично расположенные от него интерференционные максимумы. Интенсивность этих максимумов зависит от толщины переходной области $d_п$. С увеличением $d_п$ интенсивность максимумов, расположенных в угловом интервале между РД пиками пленки и подложки, возрастает, а вне этого интервала падает. Численный расчет КДО для такой модели кристалла в [6] подтверждает приведенный выше анализ КДО работы [5].

При сильно размытой гетерогранице КДО содержит интенсивные интерференционные максимумы, расположенные только между РД пиками пленки и подложки, т. е. КДО пленки становится сложной и по интенсивности резко асимметричной. Все сказанное относилось к пленке постоянного состава, но с переходной областью на гетерогранице. Если сама пленка имеет переменный состав, то градиент деформации в ней $\Delta\varepsilon/h$, как правило, меньше градиента деформации в переходной области $\Delta\varepsilon/h \ll \varepsilon/d_п$, так как $\Delta\varepsilon \simeq \varepsilon$, а $d_п \ll h$. Особенности КДО от такой системы будут определяться в основном градиентом деформации в пленке, а не градиентом деформации в переходной области. Действительно, заменяя в (1) ε на $\Delta\varepsilon$ и $d_п$ на h и изменяя знак неравенства на обратный, соответствующий в данном случае сильному размытию области с неоднородным составом, получим

$$h\Delta\varepsilon/d_{hkl} \gg 1. \tag{2}$$

По аналогии с анализом для переходного слоя [5, 6] становится ясно, что КДО будет представлять собой резко асимметричную по интенсивности кривую. Причем интерференционные максимумы будут расположены только с одной стороны от РД пика пленки и монотонно убывать по интенсивности. Угловое положение РД пика пленки относительно РД пика подложки зависит теперь не только от среднего значения деформации в пленке, но и от градиента деформации в ней. Поэтому для гетероструктуры с градиентом деформации в пленке определение несоответствия и напряжений по деформации, вычисленной из расстояния между РД пиками пленки и подложки [4], некорректно.

Таким образом, для пленок с неоднородным изменением состава необходимо определить значение градиента деформации, амплитуду деформации $\Delta\varepsilon$, среднее значение деформации и уже потом определять несоответствие и напряжения. Для нахождения указанных характеристик необходимо решать задачу рентгеновской дифракции с конкретной функциональной зависимостью от координаты z компоненты тензора деформации $\varepsilon_{zz}(z)$.

1. Кинематическая дифракция рентгеновских лучей в пленке с постоянным градиентом деформации. Асимптотическое приближение

Рассмотрим дифракцию рентгеновских лучей в системе, состоящей из пленки с градиентом деформации, выращенной на массивном монокристалле-подложке. Если толщина пленки h меньше длины экстинкции L_{ext}, а толщина подложки $L \gg L_{ext}$, то теория дифракции рентгеновских лучей в такой системе удовлетворяет полукинематическому приближению [7, 8]. Пусть, кроме того, среднее значение деформации в пленке значительно больше полуширины РД пика подложки, т. е. $\varepsilon_{ср} \gg \lambda/L_{ext}$.

Тогда для выяснения наиболее характерных особенностей такой системы достаточно рассмотреть амплитуду рентгеновской волны, дифрагированной от пленки, которая определяется кинематическим интегралом [9].

Рассмотрим наиболее простой, линейный, закон изменения деформации

$$\varepsilon_{zz}(z)=\varepsilon_0+(\Delta\varepsilon/h)\,z, \tag{3}$$

где ε_0 — значение деформации на поверхности пленки.

Закон изменения статического фактора, описывающего аморфизацию, зададим в виде

$$W(z)=-\ln\left(1-\eta e^{-z/\tau}\right), \tag{4}$$

где параметры η, τ характеризуют степень аморфизации.

Преобразуя кинематический интеграл так, как это сделано в [10], с учетом (3) и (4) получим следующее выражение для интенсивности волны, дифрагированной от пленки:

$$I=\frac{h^2\delta^2}{L_{ext}^2}\left|e^{-i\frac{\pi}{2}\psi^2}\int\limits_{\psi}^{\psi+1/\delta}e^{i\frac{\pi}{2}u^2}du-\eta e^{-i\frac{\pi}{2}(\psi+i\varkappa)^2}\int\limits_{\psi+i\varkappa}^{\psi+i\varkappa+1/\delta}e^{i\frac{\pi}{2}u^2}du\right|^2, \tag{5}$$

где введены обозначения

$$\psi=\delta\psi_0,\quad \varkappa=\delta h/\pi\tau, \tag{6}$$

$$\psi_0=\frac{2h\cos\varphi}{d_{hkl}}\left(\frac{\sin\theta}{|\gamma_H|\cos\varphi}\Delta\theta\operatorname{ctg}\theta+\varepsilon_0\right),\quad \frac{1}{\delta^2}=\frac{2h\cos\varphi}{d_{hkl}}\Delta\varepsilon, \tag{7}$$

$\gamma_H=\sin(\theta\pm\varphi)$; $\Delta\theta$ — отклонение от θ, точного угла Брэгга подложки; φ — угол наклона атомных плоскостей к поверхности кристалла.

В условиях нашей задачи (см. неравенство (2)) можно ограничиться асимптотическими значениями интегралов в (5), заменяя в них верхний предел на бесконечность. Тогда интенсивность дифрагированной волны выражается через интегралы вероятностей комплексного аргумента $w(x+iy)$ [11] следующим образом:

$$I(\psi)=\frac{h^2\delta^2}{2L_{ext}^2}\left|w\left[\frac{\sqrt{\pi}}{2}(1+i)\psi\right]-\eta w\left[\frac{\sqrt{\pi}}{2}(1+i)(\psi+i\varkappa)\right]\right|^2. \tag{8}$$

При переходе от (5) к (8) предполагалось, что $\psi<1/\delta$. В пределе при $\eta\to 0$ или $\varkappa\to\infty$ ($\tau\to 0$) второе слагаемое в (8) стремится к нулю и (8) переходит в выражение для полубесконечного кинематического кристалла с постоянным градиентом деформации [12].

Из (8) следует, что КДО пленки $I(\psi)$ представляет собой систему интерференционных максимумов, изображенных для различных значений $(\sqrt{\pi/2})\,\varkappa$ при $\eta=1$ на рис. 1. Расстояния между этими максимумами $\Delta\psi_{ij}$ и расстояние первого максимума $\Delta\psi_{01}$ от значения $\psi=0$ (координата пика пленки при отсутствии градиента деформации) для различных значений $(\sqrt{\pi/2})\,\varkappa$ при $\eta=1$ приведены в табл. 1. Следует отметить, что при $\Delta\varepsilon<0$

Таблица 1

Значение $\Delta\psi_{ij}$ для КДО с постоянным градиентом деформации и различной величиной статического фактора $W(z)$ при $\eta=1$

$\frac{\sqrt{\pi}}{2}\varkappa$	ij				
	(01)	(12)	(23)	(34)	(45)
∞	1.22	1.13	0.73	0.59	0.51
2.0	1.34	1.06	0.72	0.58	0.51
0.9	1.47	1.03	0.71	0.57	0.51

зависимость $I(-\psi)$ симметрична $I(\psi)$ (соответствующей $\Delta\varepsilon > 0$) относительно $\psi=0$.

Следуя [13], можно определить градиент деформации, величину ε_0 и толщину пленки следующим образом. Измеряя на КДО угловое расстоя-

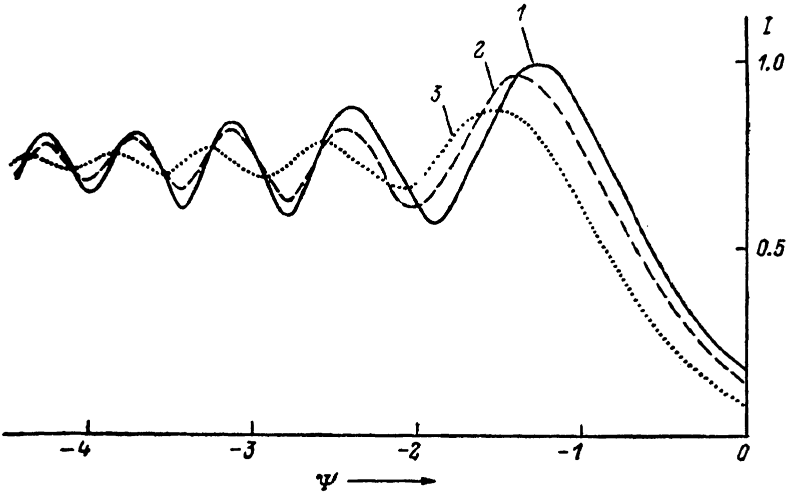

Рис. 1. Расчетные КДО от пленки для различных значений параметров $\varkappa$ при $\eta=1$.

1 — $(\sqrt{\pi}/2)\ \varkappa=\infty$, 2 — 2, 3 — 0.9. Кривые нормированы на величину интенсивности первого интерференционного максимума кривой 1.

ние $\Delta\theta_{ij}$ между интерференционными максимумами i и j (i, $j=1$, 2, 3. . .) и сопоставляя его с соответствующими значениями $\Delta\psi_{ij}$ табл. 1, из (6) и (7) получим простую формулу для определения градиента деформации

$$\frac{\Delta\varepsilon}{h}=\left(\frac{\sin\theta}{\gamma_H}\right)^2\left(\frac{\Delta\theta_{ij}\operatorname{ctg}\theta}{\Delta\psi_{ij}}\right)^2\frac{2}{d_{nkl}\cos\varphi}. \tag{9}$$

Значение ε_0 легко определить, измеряя угловое расстояние $\Delta\theta_{j0}$ между РД пиком подложки и j-м интерференционным максимумом пленки

$$\varepsilon_0=\frac{-\sin\theta}{|\gamma_H|\cos\varphi}\operatorname{ctg}\theta\left(\Delta\theta_{j0}\pm\frac{\Delta\varphi_{j0}\Delta\theta_{ij}}{\Delta\psi_{ij}}\right). \tag{10}$$

Знаки плюс или минус в (10) соответствуют различным положениям

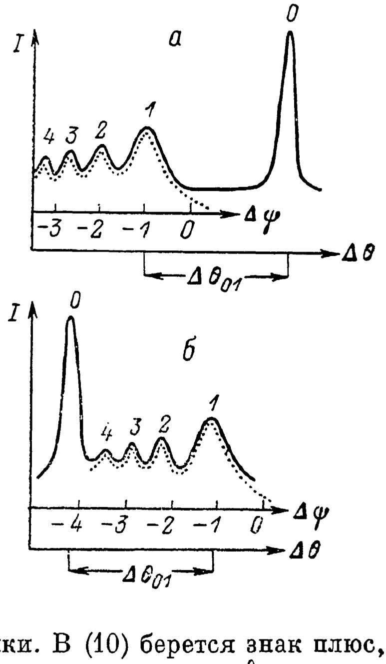

Рис. 2. Схематический вид КДО от системы пленка—подложка с монотонным изменением деформации в пленке.

а — $\Delta\varepsilon$ и $\Delta\theta_{10}$ разного знака, *б* — одного знака. *О* — пик подложки, 1—4 — максимумы от пленки. Штрихи — зависимость $I(\psi)$ (формула (8)).

РД пика подложки относительно КДО пленки. В (10) берется знак плюс, если знаки величин $\Delta\varepsilon$ и $\Delta\theta_{j0}$ одинаковы, и минус, если $\Delta\varepsilon$ и $\Delta\theta_{j0}$ разного знака. Два наиболее характерных случая КДО, соответствующих в (10) знакам минус и плюс, приведены на рис. 2, *а*, *б* соответственно.

Определив величину ε_0, можно найти значение деформации при $z=h$, т. е. $\varepsilon_{zz}(z=h)=\varepsilon_0+\Delta\varepsilon$, а умножая градиент деформации или амплитуду деформации на соответствующий данной ориентации пленки коэффициент, зависящий от компонент тензора упругой жесткости [4], можно найти градиент и амплитуду несоответствия.

В том случае, когда одна из деформаций ε_{zz} $(z=0)$ или ε_{zz} $(z=h)$ равна нулю, из условий $\Delta\varepsilon=\varepsilon_{zz}$ $(z=0)$ или соответственно $\Delta\varepsilon=\varepsilon_{zz}$ $(z=h)$ с учетом найденного из (9) градиента деформации $\Delta\varepsilon/h$ можно вычислить толщину пленки h.

Из рис. 1 и табл. 1 следует, что учет статического фактора приводит к двум эффектам: сдвигу интерференционных максимумов от $\psi=0$ и уменьшению расстояния между ними. Первый эффект необходимо учитывать при определении ε_0. В случае, когда выполняется условие $\Delta\theta_{10} \gg \Delta\theta_{ij}$, влияние статического фактора на определение ε_0 несущественно. Второй эффект сказывается на определении градиента деформации. Причем учет статического фактора проявляется в основном на первых интерференционных максимумах (табл. 1). Поэтому для исключения влияния статического фактора $W(z)$ определения $\Delta\varepsilon/h$ и ε_0 необходимо проводить по расстоянию между наиболее дальними от $\psi=0$ интерференционными максимумами. С другой стороны, при этом необходимо, чтобы значения ψ_j, определяющие положения этих максимумов, удовлетворяли неравенству $\psi_j < 1/\delta$. В противном случае экспериментально наблюдаемые РД максимумы при значениях $\Delta\theta_j$ (соответствующих ψ_j) не будут удовлетворять асимптотическому пределу (8).

Таким образом, при определении $\Delta\varepsilon/h$ и ε_0 следует выбирать такую пару интерференционных максимумов, для которой выполнимы условия $\psi_j < 1/\delta$ и $\Delta\psi_{ij} \simeq \Delta\psi_{ij}|_{x\to\infty}$.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Была исследована серия образцов из двух партий. К первой партии относились гетероэпитаксиальные пленки $In_{0.5}Ga_{0.5}P$ толщиной 0.5 мкм, осажденные методом жидкофазной эпитаксии на подложку GaAs с ориентацией (111). Вторая партия представляла собой кремниевые шайбы толщиной 350 мкм ориентацией (111) с автоэпитаксиальной пленкой Si толщиной 1.3 мкм, в которую на разные глубины проводилась диффузия бора. Концентрация бора в поверхностном слое не превышала $4\cdot10^{19}$ см$^{-3}$.

Кривые качания от исследуемых образцов были получены на двухкристальном спектрометре в геометрии Брэгга. От образцов InGaP/GaAs снимались КДО симметричного рефлекса (222). Для обеспечения хорошего углового разрешения применялась параллельная геометрия съемки, для чего в качестве монохроматора использовалась пластина кремния ориентацией (111) и асимметричный рефлекс (311) Cu K_α. Для изучения кремниевых образцов в качестве монохроматора использовалась пластина кремния ориентацией (111), рефлекс (444) Mo K_α. Для выполнения неравенства (2) выбирались рефлексы с большими индексами Миллера, со-

Таблица 2

Экспериментальные значения $\Delta\theta_{ij}$ для $In_{0.5}Ga_{0.5}P$/GaAs (111) и рассчитанные $\Delta\varepsilon$ и ε_0 при толщине пленки 0.5 мкм

l, мм	$\Delta\theta_{ij}$, 10^{-4}				$\Delta\varepsilon$, 10^{-4}			ε_0, 10^{-4}		
	ij									
	(01)	(12)	(23)	(34)	(12)	(23)	(34)	(12)	(23)	(34)
1	11.03	2.99	2.45	2.25	15.3	23.5	31.2	14.6	13.0	11.9
2	11.09	2.86	2.29	2.06	14.0	20.5	27.0	15.0	13.6	12.6
3	10.82	3.03	2.41	1.78	15.7	22.7	20.2	10.8	12.7	13.2
Средние значения по образцу						22.2±1.6			13.0±1.2	

ответствующие малым межплоскостным расстояниям: (444), (555), (551), (533) и (733). Размеры рентгеновского пучка на поверхности образцов не превышали 0.5 мм в плоскости дифракции и 1.0 мм в вертикальной плоскости. На рис. 3 приведены типичные для исследованных образцов КДО.

На рис. 4, *а*, *б* представлены законы изменения деформации соответственно в образцах гетероструктуры InGaP/GaAs и автоэпитаксиальных пленках кремния.

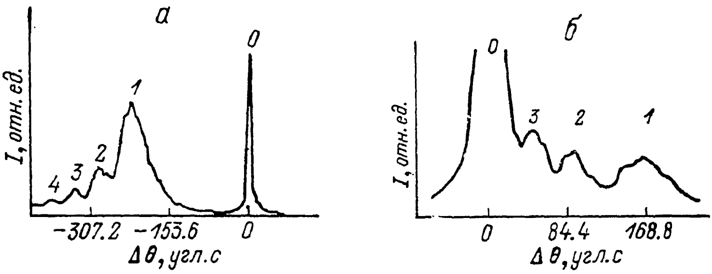

Рис. 3. Экспериментальные КДО от гетероэпитаксиальной структуры $In_{0.5}Ga_{0.5}P/GaAs$, рефлекс (222) CuK_{α_1} (*а*), автоэпитаксиальной пленки кремния с диффузией бора, рефлекс (551) MoK_{α_1} (*б*).

0 — пик подложки, *1*—*4* — максимумы от пленки.

Образцы гетероструктур InGaP/GaAs были неоднородными по составу в плоскости гетерограницы, поэтому от каждого образца этой партии снимались КДО при его горизонтальном перемещении l с шагом 1 мм. Характер изменения интенсивности РД максимумов КДО от пленки (рис. 3, *а*) и сопоставление его с рис. 2, *а* показывает, что деформация пленки должна быть монотонно возрастающей. Это значит, что определяющую роль в формировании такой КДО играет градиент деформации в пленке, а не градиент деформации переходной области на гетерогранице, так как в последнем случае, согласно результатам работ [5, 6], интенсивность интерференционных максимумов должна была бы уменьшаться по направлению к РД пику подложки. В табл. 2 представлены результаты РД эксперимента и расчет по ним, согласно изложенной теории, амплитуды деформации $\Delta\varepsilon$ и величины деформации

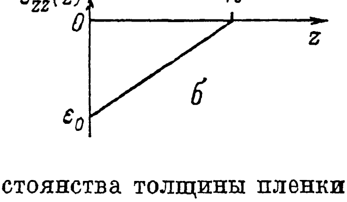

Рис. 4. Закон изменения деформации $\varepsilon_{zz}(z)$ для гетероструктуры $In_{0.5}Ga_{0.5}P/GaAs$ (*а*) и автоэпитаксиальной пленки кремния с диффузией бора (*б*).

на поверхности пленки ε_0 в предположении постоянства толщины пленки по всему образцу (h=0.5 мкм). Видно, что расчеты $\Delta\varepsilon$ и ε_0 по угловым расстояниям $\Delta\theta_{12}$, $\Delta\theta_{23}$ и $\Delta\theta_{34}$ отличаются друг от друга. Это может быть связано с обсуждавшимися выше двумя причинами. В нашем случае величина $1/\delta$ лежит в диапазоне 1.5—3.5, поэтому условие асимптотического приближения выполняется удовлетворительно только для первых трех интерференционных максимумов. Заниженное значение величины $\Delta\varepsilon$, полученное по расстоянию между первым и вторым интерференционными максимумами, можно объяснить влиянием статического фактора $W(z)$. Поэтому наиболее корректным следует считать величину $\Delta\varepsilon$, определенную по $\Delta\theta_{23}$. Поскольку для данной гетероструктуры выполняется условие $\Delta\theta_{10} \gg \Delta\theta_{ij}$ (рис. 3, *а*), то, как видно из табл. 2, значение ε_0 оказывается практически одинаковым при расчете по различным парам интерференционных максимумов.

Таблица 3

Экспериментальные значения $\Delta\theta_{ij}$ для Si (111) с диффузией бора и рассчитанные значения $\Delta\varepsilon/h$, ε_0, h

№ образца	hkl	$\Delta\theta_{ij}$, 10^{-4} рад		$\Delta\varepsilon/h$, 10^{-4} мкм$^{-1}$	ε_0, 10^{-4}	h, мкм
		ij				
		(01)	(12)	(12)	(12)	(12)
1	(444)	3.83	2.07	—33.9	—12.0	0.35
	(555)	5.4	2.52	—34.4	—11.9	0.35
	(551)	6.57	3.6	—35.7	—12.7	0.36
2	(533)	7.2	2.48	—26.13	—14.4	0.55
3	733)	7.34	3.42	—34.2	—9.87	0.29

В табл. 3 приведены результаты РД эксперимента для автоэпитаксиальных пленок кремния и расчет величин $\Delta\varepsilon/h$, ε_0, h. Сопоставление результатов расчета этих величин для образца № 1, полученных по разным рефлексам, показывает, что в первом приближении формулы (9) и (10) дают правильный результат. Этот вывод подтверждается также и тем, что толщины диффузионных слоев для образцов № 1—3, полученных по методу шар-шлифа, совпадают по порядку величины с данными табл. 3.

Данный подход для пленок с разным градиентом деформации позволяет определить градиент и амплитуду несоответствия, а значит, и изменение концентрации примеси по толщине. В принципе определение этих величин возможно путем расчета по профилю примеси, определенного каким-либо другим методом (вторично-ионная масс-спектроскопия (ВИМС), резерфордовское обратное рассеяние ионов (РОР), активационный анализ (АА), послойная электронная Оже-спектроскопия (ЭОС) [14, 15]) или электрическими методами. Однако предлагаемый подход имеет ряд преимуществ. Он универсален в отношении легирующей примеси; достаточно того, что легирование вызывает деформацию решетки, в то время как электрические методы определения профиля (метод C—V характеристик, сопротивления растекания, дифференциальной проводимости) чувствительны лишь к электрически активной примеси. Из-за малых эффективных сечений неупругого рассеяния легких элементов РОР применим только для элементов с $Z > 10$ и ограниченно используется для элементов, распределенных внутри матрицы тяжелого элемента. В связи с тем что в настоящее время наиболее широко используются ускорители с энергиями до 5 МэВ, АА применяется для определения легких элементов $Z < 20$. Многочисленные эффекты, связанные с распылением образцов ионным пучком: атомное перемешивание, избирательное травление и изменение состава соединений, усиление диффузии и образование сегрегаций, электронно-стимулированная десорбция и ряд других, в ВИМС и послойной ЭОС затрудняют адекватное построение профиля примеси и его количественную интерпретацию [14, 15]. Следует также отметить, что эти методы значительно менее чувствительны к тяжелым элементам, а максимальная чувствительность ЭОС ограничивается концентрацией атомов 10^{20}—10^{19} см$^{-3}$, что не позволяет анализировать большинство структур, сформированных диффузией и ионной имплантацией.

Таким образом, полученные приближенные аналитические выражения позволяют достаточно просто рассчитать не только градиент деформации, но и толщину диффузионного слоя. Предложенный способ является неразрушающим и достаточно универсальным в отношении состава твердого раствора или легирующей примеси. В этом смысле он более предпочтителен, чем другие способы [14, 15], которые могут быть использованы для этой цели. Несмотря на то что предложенный способ справедлив для образцов с большой величиной амплитуды деформации, рассмотренные примеры показывают, что он может быть применен для достаточно широкого класса объектов.

Авторы выражают благодарность Д. З. Гарбузову и А. Ю. Казимирову за предоставление образцов и обсуждение результатов работы.

Список литературы

[1] Батырев Н. И., Уфимцев В. Б., Шумилин В. П. // Изв. АН СССР, сер. неорг. матер. 1979. Т. 15. № 7. С. 1158—1160.
[2] Тхорик Ю. А., Хазан Л. С. Пластическая деформация и дислокации несоответствия в гетероэпитаксиальных системах. Киев: Наукова думка, 1983. 304 с.
[3] Jaffe M., Sokiguchi Y., Singh J. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 23. P. 1943—1945.
[4] Чуховский Ф. Н., Хапачев Ю. П. // ДАН СССР. 1987. Т. 292. № 2. С. 354—356.
[5] Хапачев Ю. П., Чуховский Ф. Н. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 5. С. 1319—1325.
[6] Bensoussan S., Malgrange C., Sauvage-Simkin M. // J. Appl. Cryst. 1987. V. 20. N 2. P. 222—229.
[7] Петрашень П. В. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 9. С. 2814—2816.
[8] Kyutt R. N., Petrashen P. V., Sorokin L. M. // Phys. St. Sol. (a). 1980. V. 60. N 2. P. 381—389.
[9] Afanasev A. M., Kovalchuk M. V., Kovev E. K., Kohn V. G. // Phys. St. Sol. (a). 1977. V. 42. N 1. P. 415—422.
[10] Колпаков А. В., Хапачев Ю. П., Кузнецов Г. Ф., Кузьмин Р. Н. // Кристаллография. 1977. Т. 22. № 3. С. 473—480.
[11] Справочник по специальным функциям / Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. М.: Наука, 1979. 832 с.
[12] Kolpakov A. V., Punegov V. I. // Sol. St. Comm. 1985. V. 54. N 7. P. 573—578.
[13] Колпаков А. В., Пунегов В. И. // Поверхность. 1988. № 3. С. 82—84.
[14] Анализ поверхности методами Оже-рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии / Под ред. Д. Бриггса и М. П. Сиха. М.: Мир, 1987. 432 с.
[15] Электронная и ионная спектроскопия твердых тел. / Под ред. Л. Фирмэнса. М.: Мир, 1981. 351 с.

Институт кристаллографии
АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
10 октября 1988 г.