

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ
И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«КАБАРДИНО-БАЛКАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ им. Х.М. БЕРБЕКОВА»

**РЕНТГЕНДИФРАКТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ДВУХСЛОЙНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ
С ПЕРЕХОДНЫМ СЛОЕМ С УЧЕТОМ ИЗМЕНЕНИЯ
ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ**

Методические указания к самостоятельной работе

2 издание, стереотипное

Для специальности 030302 – Физика
Профиль – Физика конденсированного состояния вещества
030402 – Физика (магистратура)
Физика конденсированного состояния

НАЛЬЧИК
2015

УДК 539.548.732
ББК 22.37:22.346
Р39

Рецензент:

доктор технических наук, профессор
Кабардино-Балкарской государственной
сельскохозяйственной академии

М.П. Дохов

Составители: **Дышеков А.А., Хапачев Ю.П.,
Савинцев А.П., Багов А.Н., Ташилов А.С.**

Р39 Дышеков, А. А. Рентгенодифрактометрическое исследование двухслойной гетероструктуры с переходным слоем с учетом изменения электронной плотности [Текст] : методические указания к самостоятельной работе / А. А. Дышеков, Ю. П. Хапачев, А. П. Савинцев, А. Н. Багов, А. С. Ташилов. – Нальчик : Каб.-Балк. ун-т, 2015. – 15 с. – 100 экз.

Издание содержит методические указания по самостоятельному изучению темы «Рентгенодифрактометрическое исследование двухслойной гетероструктуры с переходным слоем с учетом изменения электронной плотности», а также пример решения практического задания.

Предназначено для студентов очной формы обучения физического факультета.

Рекомендовано РИС университета

УДК 539.548.732
ББК 22.37:22.346

© Кабардино-Балкарский
государственный университет, 2015

ВВЕДЕНИЕ

Методы анализа кривых дифракционного отражения от кристаллических структур высокой степени совершенства все в большей степени связываются с отысканием аналитических решений для модельных задач дифракции, когда профиль деформации задается некоторой известной функцией. Особенное значение при этом приобретают немногочисленные задачи, имеющие точное аналитическое решение. Одной из таких задач является задача дифракции в двухслойной структуре с переходным слоем между пленкой и подложкой, которая служит прототипом многочисленных экспериментальных исследований интерфейса рентгенодифракционными методами. Однако это важнейшее направление рентгенодифракционных исследований все еще не имеет адаптированного для учебно-методических целей описания для курса физики конденсированного состояния.

Настоящие методические указания предназначены для самостоятельного освоения студентами физических специальностей основных этапов построения соответствующего аналитического решения. При этом применяется модификация известного подхода, позволяющая рассматривать двухслойные гетероструктуры с переходным слоем, в которых модулируется не только параметр решетки, но и структурный фактор.

Для приобретения студентами навыков самостоятельной работы приводится методика расчета обобщенного параметра когерентности для ряда гетероэпитаксиальных гетероструктур.

Рассматривается также конкретный пример такого расчета для гетероструктуры $\text{Ge}_{0,01}\text{Si}_{0,99}/\text{Si}$, с помощью которого демонстрируется влияние различия электронной плотности слоев на угловые характеристики кривой дифракционного отражения.

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ

Исследование многослойных гетероструктур (включая и сверхрешетки) с согласованными по параметру решетки слоями и существенно различной электронной плотностью методом высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии представляет собой одно из актуальных направлений рентгеновской кристаллооптики. Практический интерес микроэлектроники к задачам такого рода связан с тем, что наиболее перспективные эпитаксиальные структуры выращиваются на основе многокомпонентных твердых растворов. При этом различие в составе пленки и подложки приводит к существенному изменению электронной плотности по глубине структуры, сравнимому с деформацией системы, что должно сказаться на дифракционной картине. Особенно значительным этот фактор должен быть в гетероструктурах с согласованными слоями, в которых отсутствует деформация несоответствия.

В связи с этим возникает вопрос о влиянии изменения состава эпитаксиальных слоев на вид кривой дифракционного отражения. Это означает, что, наряду с деформацией, необходимо также учесть изменение структурного фактора по глубине гетероструктуры.

Рассмотрим, к каким изменениям приводит наличие модуляции электронной плотности, на примере известной модельной задачи динамической дифракции в двухслойной гетероструктуре с переходным слоем:

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_0 (1 + \exp(m(z - h)))^{-1}, \quad (1)$$

где ε_0 – амплитуда деформации, h – толщина пленки, $1/m$ – величина, характеризующая переходную область между пленкой и подложкой. Начало отсчета координаты z , направленной по нормали в глубь кристалла, расположено на поверхности гетероструктуры. Для модели (1) волновое поле в кристалле в общем случае имеет довольно сложную структуру. В частности, амплитуда дифрагированной волны выражается через гипергеометрические функции.

Стандартный подход к решению модельных задач рентгеновской кристаллооптики состоит, как известно, в решении системы уравнений Такаги для заданного поля деформаций. Однако непосредственное при-

менение уравнений Такаги для рассматриваемого случая невозможно, поскольку они получены без учета модуляции структурного фактора, соответствующего изменению состава гетероструктуры по глубине. Поэтому необходимо обобщить уравнения Такаги на случай дополнительной (помимо деформации) модуляции поляризуемости кристалла.

Такая задача первоначально была решена для случая эпитаксиальной сверхрешетки. Поскольку этот вывод носит общий характер, мы можем непосредственно применить его к модели переходного слоя.

Модификация уравнений Такаги с учетом переменной электронной плотности приводит их к следующему виду:

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} E_0 \\ E_H \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} i\kappa - if\chi_0\alpha_0 \left(1 - \frac{\gamma_H}{\gamma_0}\right) X(z) & i2f\chi_{\bar{H}}\eta \frac{\gamma_H}{\gamma_0} (1 + \alpha_{\bar{H}} X(z)) \\ i2f\chi_H\eta (1 + \alpha_H X(z)) & -i\kappa + if\chi_0\alpha_0 \left(1 - \frac{\gamma_H}{\gamma_0}\right) X(z) - i2\xi X(z) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_0 \\ E_H \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где

$$\kappa = f\beta_H = -f \left(2\Delta\theta \sin 2\theta + \chi_0 \left(1 - \frac{\gamma_H}{\gamma_0} \right) \right), \quad f = -\frac{\pi L_{ext}}{2\lambda \sin(\theta \pm \varphi)},$$

$$\alpha_{0,H} = \frac{\Delta F(0,H)}{F(0,H)} - \text{амплитуда относительного изменения структурного фактора решетки в направлении вектора обратной решетки } \vec{H}, \varphi -$$

угол наклона отражающей атомной плоскости к поверхности кристалла, $X(z)$ – модель изменения структурного фактора и деформации.

Величина

$$\xi = \frac{2\pi L_{ext} \varepsilon_0}{\lambda \sin(\theta \pm \varphi)} \sin^2 \theta \left(\cos^2 \varphi \pm \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \theta \sin 2\varphi \right)$$

для сверхрешетки представляет собой параметр когерентности, если длину экстинкции L_{ext} заменить на период сверхрешетки. В нашем случае ξ можно рассматривать как некоторую эффективную деформацию структуры, которая определяет в первую очередь угловое поло-

жение дифракционного максимума эпитаксиальной пленки. Остальные обозначения в (2) стандартные.

В основе вывода системы (2) лежит предположение о возможности представления поляризуемости кристалла в виде обобщенного ряда Фурье вида:

$$\chi(\beta) = \sum_H \chi_H (1 + \alpha_H X(\beta)) \exp((2\pi i H \beta + \tilde{U}(\beta))\beta),$$

где $\tilde{U}(\beta)$ – полное смещение атомных плоскостей.

При выводе системы (2) было сделано одно весьма важное упрощающее предположение: электронная плотность и деформация в эпитаксиальном слое и в подложке изменяются по одному и тому же закону $X(z)$. Это предположение вполне обоснованно для структуры с четко разграниченным слоем и подложкой, которая здесь и рассматривается. Однако в общем случае профили деформации и электронной плотности могут не совпадать.

Применим преобразование уравнений Такаги (2), приводящее их к специальному виду, минимизирующему число параметров, необходимых для описания динамического рассеяния.

Система (2) может быть представлена в виде матричного уравнения:

$$\frac{d\mathbf{E}}{dz} = (\mathbf{A} + X(z)\mathbf{B})\mathbf{E}, \quad (3)$$

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_0 \\ E_H \end{pmatrix}, \quad \mathbf{A} = \begin{pmatrix} i\kappa & i2f\chi_{\bar{H}}\eta\frac{\gamma_H}{\gamma_0} \\ i2f\chi_H\eta & -i\kappa \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} -if\chi_0\alpha_0\left(1 - \frac{\gamma_H}{\gamma_0}\right) & i2f\chi_{\bar{H}}\eta\frac{\gamma_H}{\gamma_0}\alpha_{\bar{H}} \\ i2f\chi_H\eta\alpha_H & if\chi_0\alpha_0\left(1 - \frac{\gamma_H}{\gamma_0}\right) - i2\xi \end{pmatrix}.$$

Преобразование уравнения (3) приводит его к виду:

$$\frac{d\mathbf{V}}{dz} = (\tilde{\mathbf{A}} + X(z)\tilde{\mathbf{B}})\mathbf{V}, \quad (4)$$

где

$$\tilde{\mathbf{A}} = i \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & -a_{11} \end{pmatrix}, \quad \tilde{\mathbf{B}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & -i2\tilde{\xi} \end{pmatrix},$$

$$\tilde{\xi} = \left(\left(\xi - f\chi_0\alpha_0 \left(1 - \frac{\gamma_H}{\gamma_0} \right) \right)^2 + 4f^2\eta^2\chi_H\chi_{\bar{H}}\alpha_H\alpha_{\bar{H}} \frac{\gamma_H}{\gamma_0} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

$$= \left(\xi_0^2 + 4f^2\eta^2\chi_H\chi_{\bar{H}}\alpha_H\alpha_{\bar{H}} \frac{\gamma_H}{\gamma_0} \right)^{1/2}.$$

a_{ij} – некоторые постоянные коэффициенты, явный вид которых нам не понадобится. Видно, что уравнение (4) совпадает по форме с уравнением (3).

Из (4) и (5) следует, что параметры ξ , α_0 , α_H и $\alpha_{\bar{H}}$ не определяют по отдельности характер динамического рассеяния, а образуют вместе одну величину $\tilde{\xi}$. Если в гетероструктуре имеется только деформация, то эта величина совпадает с параметром когерентности ξ для сверхрешетки, и поэтому ее естественно назвать обобщенным параметром когерентности.

Таким образом, решение задачи дифракции на кристалле с переходным слоем (1) остается в силе и в случае изменения электронной плотности, при формальной замене $\xi \rightarrow \tilde{\xi}$ и $\mathbf{A} \rightarrow \tilde{\mathbf{A}}$. Однако это соответствие достаточно условно, поскольку величины ξ и $\alpha_0, \alpha_H, \alpha_{\bar{H}}$ имеют разный физический смысл и по-разному влияют на распространение рентгеновской волны.

Как видно из (5), величина $\tilde{\xi}$ может обращаться в ноль. Это означает, что в данном случае гетероструктура по отношению к рассеянию рентгеновской волны ведет себя как идеальный кристалл с некоторой модифицированной электронной плотностью.

Кроме того, комбинация параметров $\alpha_0, \alpha_H, \alpha_{\bar{H}}$, входящая в (5), играет роль своеобразной «деформации» в кристалле. Особенно

наглядно это проявляется в случае гетероструктуры с полностью согласованными слоями, то есть без деформации. Как известно, такие структуры создаются на основе изопериодических четырехкомпонентных твердых растворов, а значит, электронная плотность оказывается модулированной. Интуитивные представления о характере рассеяния в такой гетероструктуре на первый взгляд приводят к выводу о том, что дифракционная картина, слегка искаженная эффектами дополнительного преломления, в целом будет соответствовать идеальному кристаллу. Однако вид (5) говорит о том, что такой вывод не соответствует действительности.

Отметим также важное обстоятельство: все приведенные выше рассуждения и выкладки носят общий характер и никак не связаны с конкретным видом модели $X(z)$. Это означает, что основные выводы остаются в силе и для других структур.

Получим теперь точное решение задачи динамической дифракции для кристалла с переходным слоем.

С помощью метода, изложенного в [5], получим из (4) следующую систему:

$$\frac{d\mathbf{U}}{dz} = \mathbf{P}(z)\mathbf{U}, \quad (6)$$

где

$$\mathbf{P}(z) = -\frac{\tilde{\xi}X(z)}{\kappa_0} \begin{pmatrix} i(\kappa_0 - a_{11}) & ia_{12} \exp(-i2\kappa_0 z) \\ ia_{21} \exp(i2\kappa_0 z) & i(\kappa_0 + a_{11}) \end{pmatrix}, \quad (7)$$

$$\kappa_0 = \sqrt{\kappa^2 + 4f^2\eta^2\chi_H\chi_{\bar{H}} \frac{\gamma_H}{\gamma_0}}.$$

С помощью подстановки $r = -\exp(m(z - h))$ решение системы (7) для модели (1) может быть получено в виде матрицы с компонентами:

$$u_{11} = -\frac{(\kappa_0 + \kappa_1)^2 - \tilde{\xi}^2}{2\tilde{\xi}a_{21}} \exp(-i2\kappa_0 h) \exp(-i\pi 2\kappa_0/m) r^{i(-\kappa_0 - \tilde{\xi} + \kappa_1)/m} \\ F(i(-\kappa_0 - \tilde{\xi} + \kappa_1)/m, 1 + i(\kappa_0 - \tilde{\xi} + \kappa_1)/m, 1 + i2\kappa_1/m; r),$$

$$u_{12} = -\frac{(\kappa_0 - \kappa_1)^2 - \tilde{\xi}^2}{2\tilde{\xi}a_{21}} \exp(-i2\kappa_0 h) \exp(-i\pi 2\kappa_0/m) r^{i(-\kappa_0 - \tilde{\xi} - \kappa_1)/m} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} & F(i(-\kappa_0 - \tilde{\xi} - \kappa_1)/m, 1 + i(\kappa_0 - \tilde{\xi} - \kappa_1)/m, 1 - i2\kappa_1/m; r), \\ u_{21} &= r^{i(\kappa_0 - \tilde{\xi} + \kappa_1)/m} F(i(\kappa_0 - \tilde{\xi} + \kappa_1)/m, 1 + i(-\kappa_0 - \tilde{\xi} + \kappa_1)/m, 1 + i2\kappa_1/m; r), \\ u_{22} &= r^{i(\kappa_0 - \tilde{\xi} - \kappa_1)/m} F(i(\kappa_0 - \tilde{\xi} - \kappa_1)/m, 1 + i(-\kappa_0 - \tilde{\xi} - \kappa_1)/m, 1 - i2\kappa_1/m; r). \\ \kappa_1^2 &= \kappa_0^2 + \tilde{\xi}^2 + 2\kappa\xi_0 - 4f^2\eta^2\chi_H\chi_{\bar{H}} \frac{\gamma_H}{\gamma_0} (\alpha_H - \alpha_{\bar{H}}). \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь

$$a_{21} = i2f\chi_H\eta \frac{(\xi_0 + \tilde{\xi} - \alpha_H\kappa)^2 - \alpha_H^2\kappa_0^2}{2\tilde{\xi}(\xi_0 + \tilde{\xi})},$$

а $F(a, b, c; r)$ – гипергеометрическая функция.

Дальнейшие процедуры включают в себя построение волнового поля в кристалле и вывод коэффициента отражения. Эти задачи сводятся к перемножению соответствующих преобразующих матриц и получению матрицы распространения, связывающей поля на противоположных границах кристалла. Коэффициент отражения при этом получается как отношение компонент интегральной матрицы.

Ограничимся теперь случаем полубесконечного кристалла без учета поглощения, тогда амплитудный коэффициент отражения может быть представлен в виде:

$$R = \frac{R_s + R_L}{1 + \frac{R_L}{R_s^*}}, \quad (10)$$

$$R_s = \frac{2f\eta|\chi_H|(\xi_0 + \tilde{\xi} + (\kappa_0 - |\kappa|)\alpha_H)}{(\kappa_0 + |\kappa|)(\xi_0 + \tilde{\xi}) - 2f\eta|\chi_H|\alpha_{\bar{H}}}, \quad (11)$$

$$R_s^* = \frac{2f\eta|\chi_{\bar{H}}|}{\kappa_0 + |\kappa|}, \quad (12)$$

где R_S, R_L – коэффициенты отражения от подложки и пленки соответственно. Величина R_S^* представляет собой отношение амплитуд дифрагированной и прошедшей волн на бесконечности и может быть интерпретирована как коэффициент отражения при дифракции с обратной стороны подложки.

Для центросимметричного кристалла, когда выполняется условие $\chi_H = \chi_{\bar{H}}, \alpha_H = \alpha_{\bar{H}}$, формула (11) переходит в классическое выражение для идеального кристалла:

$$R_S = \frac{2.f\eta|\chi_H|}{\kappa_0 + |\kappa|}.$$

Это означает, что в данном случае амплитуда отраженной от подложки волны не испытывает влияния модуляции электронной плотности. Интересно отметить, что, как видно из (12), для R_S^* это утверждение имеет место для кристалла с произвольной симметрией, что вполне согласуется с указанной выше интерпретацией – волна, распространяющаяся с обратной стороны подложки, не «чувствует» пленку.

Мы не будем приводить общий вид для R_L , а рассмотрим наиболее интересный частный случай резкого градиента деформации ($\varepsilon = 1/m \ll 1$) в переходной области, как наиболее отвечающий реальным гетероструктурам. Для этого необходимо получить эффективные аппроксимации для гипергеометрических функций. Воспользуемся методом, впервые использовавшимся в задаче динамической дифракции в кристалле с экспоненциальным градиентом деформации. Этот метод позволяет получать так называемые равномерно пригодные разложения гипергеометрических функций. Вкратце он сводится к следующему. Разложение гипергеометрической функции по малому параметру ε ищется в виде решения соответствующего дифференциального уравнения. При этом применяется обобщенный вариант одного из методов теории возмущений – метода многих масштабов, который позволяет строить единое приближение искомой функции в заданном интервале значений аргумента.

Для интересующих нас гипергеометрических функций применение указанного метода приводит к следующему результату:

$$F(\varepsilon a, 1 + \varepsilon b, 1 + \varepsilon c; r) \sim (1 - r)^{-\varepsilon a}, \quad \varepsilon \ll 1. \quad (13)$$

В зависимости от величины hm формула (13) приобретает различный вид, соответственно, получаются различные выражения для R_L . При этом структура коэффициента отражения такова, что ширина переходного слоя $\varepsilon = 1/m$ входит лишь в гипергеометрические функции. Поэтому формула (13) позволяет оценить область влияния размытия интерфейса на волновое поле: $z \sim h \pm \varepsilon$. Эта оценка дает основание предполагать, что переходная область может заметно влиять на коэффициент отражения, если толщина пленки сопоставима с шириной интерфейса: $hm \sim 1$.

Это предположение оправдывается при выводе R_L для обычного случая, когда $hm \gg 1$. Результат имеет вид:

$$R_i = \exp(i4\pi\kappa_0\varepsilon) \frac{4\tilde{\xi}f\chi_H \eta(\exp(-i\kappa_1 h) - \exp(i\kappa_1 h))}{((\kappa_0 + \kappa_1)^2 - \tilde{\xi}^2) \exp(-i\kappa_1 h) - ((\kappa_0 - \kappa_1)^2 - \tilde{\xi}^2) \exp(i\kappa_1 h)}. \quad (14)$$

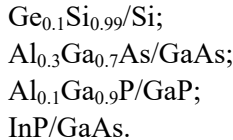
Отсюда видно, что размытость переходной области может слабо проявиться лишь в пределах максимума подложки, когда κ_0 – действительная величина. Максимум пленки формируется, как и следовало ожидать, вблизи $\kappa = -\xi_0$ и имеет угловую ширину $\Delta\theta \sim |\chi_H| (1 + \alpha_H \alpha_H^-)^{1/2}$, согласно дисперсионному соотношению (9).

Следует отметить, что, строго говоря, выражения (11), (12) и (14) не могут рассматриваться отдельно, а только в виде (10). Это связано с необходимостью учитывать, во-первых, эффекты перерассеяния между пленкой и подложкой (знаменатель формулы (10)), и, во-вторых, вклад интерференционных членов вида $R_s R_L$ в интенсивность рассеянной волны. Однако, если рассматривать гетероструктуру со значительным рассогласованием слоя и подложки ($\tilde{\xi} \geq 1$), то указанные факторы носят характер малых поправок.

ПРАКТИЧЕСКАЯ РАБОТА

Задание

Найти угловое смещение дифракционного максимума пленки от максимума подложки и его угловую ширину в случае двухслойной двойной гетероструктуры с резким градиентом деформации в переходной области. Рассмотреть случай симметричного отражения от плоскостей типа (004) от следующих гетероструктур:



Излучение Cu $K\alpha_1$ с длиной волны $\lambda=0,154$ нм.

Решение

Для гетероструктуры с резким градиентом деформации в переходной области дифракционный максимум пленки формируется вблизи $\kappa = -\xi_0$. Преобразуем эту формулу с учетом выражений для κ и ξ_0 в симметричном случае, когда $\gamma_0 = -|\gamma_H|$:

$$\begin{aligned} \kappa = f\beta_H = -f(2\Delta\theta \sin 2\theta + 2\chi_0), \quad f = -\frac{\pi L_{ext}}{2\lambda \sin \theta}; \\ \xi_0 = \frac{2\pi L_{ext} \varepsilon_0}{\lambda} \sin \theta. \end{aligned}$$

Тогда для угловой отстройки максимума пленки получим формулу:

$$-\Delta\theta = \varepsilon_0 \tan \theta = \frac{\lambda/2d}{\sqrt{1 - (\lambda/2d)^2}}.$$

Угловая ширина дифракционного максимума пленки в рассматриваемом случае определяется выражением:

$$\Delta\psi = |\chi_H| (1 + \alpha_H \alpha_{\bar{H}})^{1/2}.$$

Необходимые данные для расчета приведены в таблице.

Таблица

Гетероструктура	Параметр решетки подложки a , нм	$-\chi_0, 10^{-6}$	$-\chi_H = -\chi_{\bar{H}}, 10^{-6}$
$\text{Ge}_{0,01}\text{Si}_{0,99}/\text{Si}$	0,543	15,07 (Si) 28,73 (Ge)	7,634 (Si) 16,64 (Ge)
$\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$	0,5646	34,44 (GaAs) 24,76 (AlAs)	17,45 (GaAs) 12,54 (AlAs)
$\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{P}/\text{GaP}$	0,5445	24,74 (GaP) 14,9 (AlP)	12,34 (GaP) 7,64 (AlP)
InP/GaAs	0,5646	34,44 (GaAs) 34,4 (InP)	17,45 (GaAs) 17,4 (InP)

Пример расчета для гетероструктуры $\text{Ge}_{0,01}\text{Si}_{0,99}/\text{Si}$

Определим параметр решетки пленки по концентрации твердого раствора согласно закону Вегарда:

$$a_{\text{мс.р.}} = a_{\text{Ge}}x + a_{\text{Si}}(1-x) = a_{\text{Ge}}0,01 + a_{\text{Si}}0,99 = 0,54323 \text{ нм.}$$

Амплитуда деформации определяется по параметрам решетки пленки и подложки через корреляционный фактор $q = 0,5$, учитывающий упругие свойства кристалла кубической сингонии:

$$\varepsilon_0 = q \frac{a_{\text{мс.р.}} - a_{\text{Si}}}{a_{\text{Si}}} = 1,85 \cdot 10^{-4}.$$

Межплоскостное расстояние определяется по индексам Миллера отражения:

$$d = \frac{a_{\text{Si}}}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} = \frac{a_{\text{Si}}}{4} = 0,136 \text{ нм;}$$

$$\alpha_H = \alpha_{\bar{H}} = \frac{(\chi_H)_{\text{мс.р.}} - (\chi_H)_{\text{Si}}}{(\chi_H)_{\text{Si}}} = 1,18 \cdot 10^{-2}.$$

Здесь $(\chi_H)_{\text{мс.р.}}$ определяется также по закону Вегарда из концентрации твердого раствора.

Подставляя полученные значения в рабочую формулу, найдем $\Delta\theta$ и $\Delta\psi$:

$$\Delta\theta = -1,27 \cdot 10^{-4};$$

$$\Delta\psi = 7,7 \cdot 10^{-6}.$$

Литература

1. Херман М. Полупроводниковые сверхрешетки / М. Херман. – М. : Мир, 1989. – 240 с.
2. Алфёров Ж. И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур / Ж. И. Алфёров // ФТП. – 1998. – Т. 32. – № 1. – С. 3–18.
3. Дышеков А. А. Динамическая дифракция рентгеновских лучей в сверхрешетках (обзор) / А. А. Дышеков, Ю. П. Хапачев // Успехи физики металлов. – 2001. – Т. 2. – № 4. – С. 281–351.
4. Хапачев Ю. П. Теория динамической рентгеновской дифракции в сверхрешетках / Ю. П. Хапачев, А. А. Дышеков. – Нальчик : Каб.-Балк. ун-т, 2002. – 96 с.
5. Дышеков А. А. Динамическая рентгеновская дифракция в сверхрешетках с различным градиентом деформации в переходной области / А. А. Дышеков, Ю. П. Хапачев, Д. А. Тарасов // ФТТ. – 1996. – Т. 38. – Вып. 5. – С. 1375–1386.

УЧЕБНОЕ ИЗДАНИЕ

Дышеков Артур Альбекович
Хапачев Юрий Пшиканович
Савинцев Алексей Петрович
Багов Алий Николаевич
Ташилов Аслан Султанович

**РЕНТГЕНДИФРАКТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ДВУХСЛОЙНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ
С ПЕРЕХОДНЫМ СЛОЕМ С УЧЕТОМ ИЗМЕНЕНИЯ
ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ**

Методические указания к самостоятельной работе

2 издание, стереотипное

Для специальности 030302 – Физика
Профиль – Физика конденсированного состояния вещества
030402 – Физика (магистратура)
Физика конденсированного состояния

Редактор *Е.А. Балова*
Компьютерная верстка *В.Н. Мидовой*
Корректор *Е.А. Балова*

В печать 13.01.2015. Формат 60x84¹/₁₆.
Печать трафаретная. Бумага офсетная. 0.93 усл.п.л. 1.0 уч.-изд.л.
Тираж 100 экз. Заказ № 5945.

Кабардино-Балкарский государственный университет.
360004, г. Нальчик, ул. Чернышевского, 173.

Полиграфический участок ИПЦ КБГУ
360004, г. Нальчик, ул. Чернышевского, 173.