

УДК 539.2

PACS numbers: 61.10.Dp, 61.10.Lx, 61.72.Dd, 61.72.Ff

Д. О. Григорьев, Л. И. Даценко, В. П. Кладько,
Т. Г. Крыштаб, В. Ф. Мачулин, И. В. Прокопенко,
В. М. Мельник

Інститут фізики полупроводників НАН України
Україна, 03650 Київ-28, просп. Науки, 45

ТОПОЛОГИЯ МАЯТНИКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ В КРИСТАЛЛАХ С ПЛАНАРНЫМИ ДЕФЕКТАМИ В СЛУЧАЕ БРЭГГ-ДИФРАКЦИИ

С помощью компьютерного моделирования планарных дефектов и решением уравнений Тагаги—Топена изучена топология экстинкционных маятниковых полос интенсивности в треугольнике Бормана в случае брэгговской дифракции. Для случаев тонкого и толстого слоев с плоскими границами, а также шероховатого планарного дефекта с неоднородно распределенными вдоль поверхности дефектами кулоновского типа (захороненного слоя точечных дефектов, возникающих при имплантации кремния высоконенергетическими ионами) выявлены особенности дифракции РЛ на границе дефекта. Установлены явления отражения блоховских волн от поверхности дефекта, канализование энергии волновых полей вдоль границы раздела, явление аномальной видимости дефектов, расположенных вне треугольника Бормана. Показано существование независимых всплесков интенсивности от границ планарного дефекта в пространственном распределении интенсивности дифрагированного излучения по поверхности кристалла, что позволяет определить локализацию планарных дефектов.

Методом комп'ютерного моделювання планарних дефектів та шляхом розв'язування рівнянь Такагі—Топена досліджувалась топологія екстинкційних маятникових смуг інтенсивності в трикутнику Бормана в геометрії брэггівської дифракції. У випадках тонкого та товстого шарів з плоскими межами, а також для шорсткого планарного дефекта з неоднорідно розподіленими вздовж поверхні дефектами кулонівського типу (захороненим шаром точкових дефектів, які виникають при імплантації кремнію високоненергетичними іонами) виявлено особливості дифракції РП на межі дефекту. Встановлені явища багаторазового відбиття блохівських хвиль від поверхні дефекту, каналювання енергії хвильових полів вздовж межі поділу, явище аномальної видимості дефектів, розташованих поза трикутником Бормана. Показано існування незалежних сплесків інтенсивності від меж планарного дефекту в просторовому розподілі інтенсивності дифрагованого випромінювання по поверхні кристала, що допомагає визначити положення планарних дефектів.

The topology of the pendulum fringes of intensity in the Borrmann triangle in the Bragg case of diffraction in a crystal with planar defects is investigated by the numerical solving of the Takagi—Taupin equations. The peculiarities of X-ray diffraction on the defect boundaries for the cases of a thin layer and a thick one with plane surfaces as well as for a layer with coarse defect boundaries due to nonhomogeneously distributed Coulomb-type defects along the surface (likewise the buried layer of point-like defects, which is formed under implantation of Si by high-energy ions) are elicited. The phenomena of multiple reflection of Bloch waves on the planar-defect boundaries, the channeling of the wave-field energy along the plane-defect surface, and the effect of anomalous visibility of defects localized out of the Borrmann triangle are established. An existence of independent intensity bursts caused by the boundaries of planar defects on the spatial distribution of the intensity of diffracted X-ray beams is shown. This fact could permit to determine the localization of a planar defect in a crystal bulk.

Ключевые слова: планарные дефекты, брэгг-дифракция, топология маятниковых колебаний.

Введение

Закономерности дифракции рентгеновских лучей (РЛ) в геометрии Брэгга (на отражение) широко известны и неоднократно анализировались теоретически и экспериментально [1–3]. Известно, в частности, что, в отличие от случая лауз-дифракции (на прохождение), геометрии Брэгга присущи следующие важнейшие особенности:

а) дифракционный максимум формируется в тонком приповерхностном слое, протяженность которого соизмерима с экстинкционным расстоянием;

б) интенсивность динамических дифракционных максимумов слабо чувствительна к деформациям кристаллической решетки.

Несмотря на указанные ограничения этой дифракционной схемы, были выявлены некоторые полезные возможности геометрии Брэгга для исследования дефектов [4–6]. В [7] теоретически показана возможность количественного описания топографического изображения отдельных дефектов с кулоновским законом распределения деформаций и проанализированы вклады механизмов, управляющих формированием изображения. Совсем недавно [8] обсуждались возможности секционной топографии при съемке в геометрии Брэгга, которые еще недостаточно широко используются в эксперименте. Отмечалось, что хотя для наблюдений маятниковых колебаний интенсивности в этой схеме дифракции требуется выполнение достаточно жестких дифракционных условий [9–12], все же в ряде случаев может быть получена ценная информация о дефектной структуре тонких приповерхностных слоев.

Удобная для трактовки экспериментальных результатов теория динамической брэгг-дифракции РЛ на кристалле с однородно распределенными микродефектами развита авторами [13, 14].

В [15, 16] предложен дифрактометрический подход к диагностике структурного совершенства монокристаллов со статистически одно-

родно распределенными микродефектами, основанный на анализе интенсивности дифрагированного излучения, рассеянного за пределами основного брэгговского максимума. Дополнительная составляющая интенсивности дифрагированных РЛ, регистрируемая на поверхности кристалла, в рамках представленной в [15, 16] модели, связывалась с некогерентным (диффузным) рассеянием рентгеновского излучения на дефектах кристаллической решетки. Было показано, что для получения информации о дефектной структуре объема материала необходимо выполнение условия

$$\Lambda \ll L_{\text{abs}} \approx \frac{1}{\mu}, \quad (1)$$

где L_{abs} – длина абсорбции; μ – фотоэлектрический коэффициент поглощения. Кроме того, необходимо, чтобы расходимость падающего излучения α в эксперименте несколько превышала ширину ϕ дифракционного максимума ($\alpha > \phi$).

Помимо точечных дефектов существует достаточно широкий класс двумерных (планарных) дефектов структуры: дефекты упаковки (ДУ), двойниковые ламели, захороненный слой точечных дефектов структуры, возникающих на конце траектории тормозящихся в кристалле высокознергетических ионов. Такого рода искажения структуры на примере ДУ всесторонне исследовались в приближении плоской падающей волны в геометрии лауз-дифракции, в частности в [17].

В геометрии съемки на прохождение рассматривались различные дифракционные эффекты на ДУ, параллельных отражающим плоскостям [18–20]. Установлено, что такое несовершенство структуры в данных условиях играет роль своеобразного волновода для рентгеновских блоховских волн, если он расположен вблизи центра треугольника Бормана. По мере удаления ДУ от центра более заметным становится эффект зеркального отражения блоховских волн от плоскости ДУ. В этой связи отметим определенную аналогию между влиянием границ ДУ, расположенного парал-

лельно отражающей плоскости, и границы кристалл—вакуум на характер распространения блоховских волн в геометрии Лауз.

Учитывая то обстоятельство, что создание и контроль строения полупроводниковых планарных структур являются крайне актуальной задачей для микроэлектроники, возрастают потребность в экспрессных методах контроля дефектов указанных структур. В то же время рентгенооптические явления на планарных дефектах в случае дифракции Брэгга, а также возможности указанной геометрии для диагностики двумерных искажений структуры изучены, с нашей точки зрения, еще недостаточно полно.

К классу специфических планарных дефектов в твердотельных электронных устройствах относится и захороненный слой (ЗС) — сложный тип искажений кристаллической решетки, возникающий в результате ионной бомбардировки монокристалла и являющийся, по сути, ансамблем точечных дефектов и их комплексов, локализованных, в первом приближении, на строго определенных глубинах в пределах некоторого плоского слоя, параллельного поверхности кристалла. Конечно, ввиду распределения ускоренных частиц по скоростям они заканчивают свой путь в кристалле на несколько различающихся глубинах, и граница ЗС в атомном масштабе не является плоской.

Одним из возможных подходов к выяснению природы взаимодействия рентгеновских волн с планарными дефектами является моделирование дифракционного эксперимента методом численного решения уравнений Такаги—Топэна (УТТ) [21, 22]. Указанный метод позволяет определить оптимальные дифракционные условия эксперимента и прогнозировать характер ожидаемых результатов.

Таким образом, цель настоящей работы — изучение методом численного решения УТТ рентгенооптических эффектов в случае брэгг-дифракции в монокристаллах, содержащих планарные дефекты.

Методика и объекты исследований

Основным методом исследований дифрак-

ционных явлений в кристаллах с планарными дефектами является численное решение уравнений Такаги—Топэна в форме

$$\frac{\partial D_0(r)}{\partial S_0} = -ikC\chi_B D_B,$$

$$\frac{\partial D_A(r)}{\partial S_H} = -ikC\chi_B D_B(r) + ik\beta_B D_A(r), \quad (2)$$

где D_0 и D_H — компоненты блоховского волнового поля; χ_B , C , k — соответственно коэффициент Фурье поляризуемости кристалла, фактор поляризации ($C = 1$ для σ -состояния поляризации) и волновой вектор РЛ для заданной длины волны ($k = \lambda^{-1}$). Параметр β_B характеризует отклонение кристаллических плоскостей от точного брэгговского положения под влиянием поля деформаций $U(r)$ и равен

$$\beta_B = \frac{\partial}{\partial S_H} (H \cdot U(r)).$$

Здесь H — вектор обратной решетки действующего отражения. Координаты S_0 и S_H измеряются вдоль направлений падающего и отраженного пучков соответственно.

Уравнения (2) решались путем построения сетки интегрирования с применением алгоритма [22]. Использовалось приближение крайне узкой (~1 мкм) сферической падающей волны РЛ.

Объектом исследований был выбран монокристаллический Si. Использовались симметричное отражение 400, $AgK\alpha_1$ -излучение, что обеспечивало выполнение дифракционного условия (1).

В качестве модельного вида планарных искажений структуры был выбран гипотетический ЗС, состоящий из точечных дефектов, локализованный на определенных глубинах, параллельный поверхности кристалла и отражающим плоскостям.

В рамках алгоритма [22] учитывались не поля деформаций от индивидуальных точечных дефектов, составляющих ЗС, а в связи с усреднением последних, рассчитывалось поле деформаций от ЗС в целом. Нам представлялась возможной следующая упрощенная модель поля искажений ЗС:

$$U \sim \frac{A}{r^2}, \quad (3)$$

спадающего более плавно по сравнению с полем отдельных кулоновских дефектов. Константа A в (3) определяет мощность ЗС, а r — расстояние по нормали к поверхности от точки в объеме кристалла до границы ЗС. Градиент деформаций внутри планарного дефекта, в предположении равномерного распределения точечных дефектов внутри ЗС, в первом приближении принимался равным нулю.

Рассматривались ЗС нескольких типов.

1. Тонкий плоский дефект с однородным распределением точечных дефектов (с «гладкими» границами) толщиной $L_1 = 1$ мкм, лежащий на глубине 20 мкм. Отметим, что такая толщина гипотетического слоя намного меньше экстинкционной длины, которая для данных дифракционных условий составляет $\Lambda_0 \approx 55,4$ мкм.

2. Планарный дефект с гладкими границами раздела толщиной $L_2 = 20$ мкм, верхняя и нижняя границы которого находятся, соответственно, на глубине 20 и 40 мкм.

3. Шероховатый ЗС с неоднородным распределением точечных дефектов вдоль границ раздела. Эта модель, по-видимому, наиболее близко отражает реальную ситуацию при имплантации высокоэнергетических ионов. Толщина и глубина залегания указанного слоя соответствуют случаю 1.

В случаях 1 и 2 расчет градиентов деформаций для УГГ производился на основании закона распределения поля искажений (3).

В третьем случае вариации деформационного поля вдоль границы ЗС, обусловленные неоднородным распределением точечных дефектов кулоновского типа, учитывались модификацией формулы (3) добавочным членом $U' \sim \frac{A}{r^2}$, имитирующим поле деформаций от таких дефектов. Алгоритм расчета U' отвечал следующим требованиям: величина $U'(x)$, где x — координата, измеряемая вдоль поверхности кристалла, была квазислучайной и воспроизводимой при повторных вычислениях; $|U'| \leq 0,1|U|$, что ограничивало диапазон

флуктуаций деформационного поля.

Исследовалось распределение интенсивности дифрагированного излучения как по поверхности кристалла, так и в треугольнике Бормана.

Результаты и обсуждение

Результаты исследований алигия тонкого ЗС с гладкими границами на маятниковые колебания интенсивности приведены на рис. 1, а, б.

На рис. 1, а (топограмма) представлено распределение интенсивности дифрагированного излучения $|D_H|^2$ в треугольнике Бормана. Вставка на этом рисунке схематически иллюстрирует некоторые рентгенооптические эффекты, наблюдаемые на основном рисунке.

На топограмме отчетливо проявилось изображение следа AA' ЗС, причем наиболее контрастно выражена область пересечения падающего пучка РЛ с ЗС. Такой вид изображения дефекта в топографии носит название прямого или кинематического изображения. Сдвоенные светлые полосы, обозначенные как S_1 и S_2 , соответствуют лучам РЛ, отраженным от верхней и нижней границ ЗС.

В целом, взаимодействие РЛ с гладким ЗС носит когерентный характер. При этом оказывается, что на границах планарного дефекта, где градиент деформационного поля особенно высок, реализуется комплекс рентгенооптических эффектов, характерных для границ раздела кристалл—вакуум, кристалл—дефект упаковки, наблюдавшихся ранее в геометрии Ляуз в условиях, когда планарный дефект параллелен плоскости дифракции [18, 19]. Так, на границах ЗС наблюдается зеркальное отражение блоховских волн, что проявляется в симметрии картины волновых биений интенсивности относительно следа AA' . При этом для сильных блоховских волн наблюдается эффект многократного отражения от границ раздела, что проиллюстрировано на вставке к рисунку. Эффект усиления интенсивности дифрагированного излучения, что визуально проявляется в более светлых тонах областей над следом

ЗС, достигается, по-видимому, за счет реализации волноводного механизма для рентгеновских блоховских волн, распространяющихся вдоль границы ЗС [18–20].

На рисунке 1, б (дифрактограмма) представлено распределение интенсивности дифрагированного излучения по выходной поверхности кристалла, содержащего указанный ЗС. Отметим следующие особенности этого графика. Форма и положение первого (D_1) и второго (D_2) динамических максимумов интенсивности полностью соответствуют выводам динамической теории дифракции в геометрии Брэгга для совершенного кристалла [3]. Дополнительные максимумы S_1 и S_2 формируются в точках выхода на поверхность сильных волн, зародившихся в областях пересечения границ ЗС с нулевым пучком РЛ (прямое кинематическое изображение). Координата максимума первого пика (S_1) $x = 0,019$ см соответствует геометрическому условию

$$x = 2Y_L / \operatorname{tg} \theta_B, \quad (4),$$

где Y_L — глубина залегания границы ЗС; θ_B — угол Брэгга.

Таким образом, по положению дополнительных максимумов на зависимости интенсивности дифрагированных РЛ от координаты на поверхности кристалла можно произвести оценку глубины залегания ЗС.

При этом важным фактором является возможность геометрического разрешения основного динамического и дополнительного пиков:

$$Y_L \geq \frac{\Lambda_0}{2} \operatorname{tg} \theta_B, \quad (5)$$

что в рассматриваемом случае составляет величину $Y_L \sim 5$ мкм.

Результаты расчета распределения интенсивности дифрагированного излучения по выходной поверхности кристалла для ЗС, находящегося на указанной критической глубине $Y_L = 5$ мкм, приведены на рис. 1, в. Этот случай представляет значительный практический интерес, поскольку реальные имплантированные слои для ионов средних энергий 100–500 кэВ имеют малую глубину залегания (от

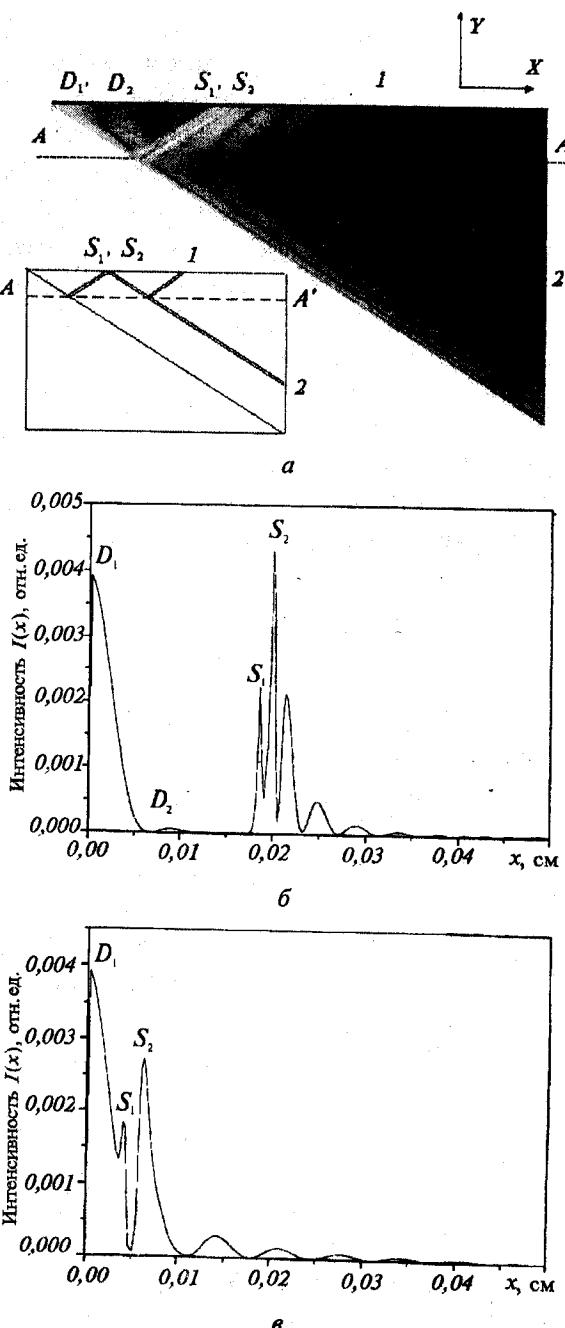


Рис. 1. Топографическое распределение интенсивности дифрагированного излучения $|D_H|^2$ в треугольнике Бормана для тонкого захороненного слоя с гладкими границами, локализованного на глубине 20 мкм. На вставке представлены траектории сильных волн, испытывающих многократные зеркальные отражения; S_1 , $AgK\alpha_1$ -излучение, симметричное отражение 400 (а). Распределение интенсивности дифрагированного излучения по выходной поверхности кристалла в случае тонкого ЗС с гладкими границами; D_1 и D_2 — динамические максимумы Урагами, S_1 и S_2 — «прямое изображение» границ ЗС (б). Распределение интенсивности дифрагированного излучения по выходной поверхности кристалла в случае тонкого ЗС с гладкими границами, локализованного на глубине 5 мкм (в).

единиц до десятков микрон). Видно, что всплески интенсивности S_1 и S_2 от такого слоя локализуются в участке дифрактограммы, где расположен динамический максимум D_1 Урагами.

Обратимся к сравнительно толстому ЗС ($L_2 = 20$ мкм). Результаты численного эксперимента для этой ситуации представлены на рис. 2. Анализируя распределение маятниковых полос интенсивности в дельте Бормана, представленное на рис. 2, а (топограмма), можно сделать заключение, что каждая граница ЗС формирует независимо собственные пакеты сильных волн в областях пересечения с нулевым пучком РЛ. При этом наблюдается комплекс других дифракционных явлений (эффект зеркального отражения блоховских волн от границы слоя, волноводный эффект), обнаруженных в случае тонкого планарного дефекта. На топограмме проявился эффект многократного зеркального отражения блоховских волн от границ ЗС для волн, распространяющихся внутри ЗС (см. также вставку).

Рис. 2, б (дифрактограмма), на котором представлено распределение интенсивности дифрагированного излучения по выходной поверхности кристалла в случае сравнительно толстого ЗС с гладкими границами, подтверждает вывод о независимом и когерентном характере взаимодействия РЛ с границами планарного дефекта. Дополнительные максимумы интенсивности, наблюдаемые на кривой $I(x)$ подобны друг другу, а положение их первых пиков соответствует геометрическим условиям (4).

Данные, полученные в ходе численных дифракционных экспериментов на кристаллах, содержащих ЗС с гладкими границами, позволяют сделать предположение, что важнейшим параметром для формирования условий, эквивалентных присутствию в кристалле ДУ или границы раздела, являются высокие абсолютные значения градиента деформаций на указанных границах.

На рис. 3 представлены результаты численного моделирования процессов распространения РЛ в кристалле, содержащем тонкий шероховатый ЗС с неоднородным распре-

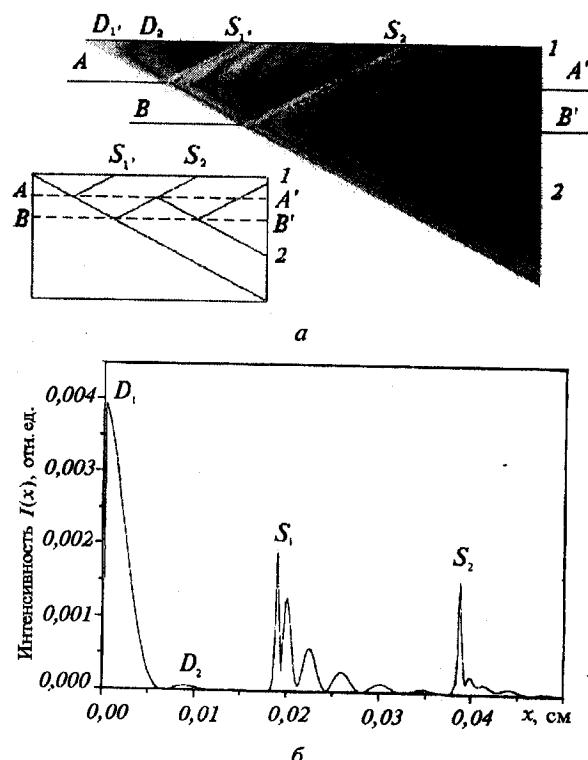


Рис. 2. Топограмма распределения интенсивности дифрагированного излучения в треугольнике Бормана для ЗС с гладкими границами толщиной 20 мкм, локализованного на глубине 30 мкм (а). Распределение интенсивности дифрагированного излучения по выходной поверхности кристалла в случае толстого ЗС с гладкими границами (б)

делением полей деформаций вдоль такого дефекта. Напомним, что флуктуационная часть поля деформаций моделирует неоднородное распределение кулоновских дефектов вдоль границы ЗС (ее шероховатость) и описывается законом $U' \sim \frac{A'}{r^2}$.

Топограмма маятниковых биений интенсивности, представленная на рис. 3, а, существенно отличается от картины на рис. 1, а. В первую очередь, обращает на себя внимание отсутствие четко выраженных полос экстинкционных биений, зеркально отраженных от границы ЗС. Во-вторых, сильные прямые лучи от границ ЗС формируются в существенно более широком диапазоне толщин по сравнению со случаем планарных дефектов с гладкими границами. Данный эффект, очевидно, связан с наличием флуктуационной компоненты деформации, моделирующей неоднородное распределение дефектов кулоновского

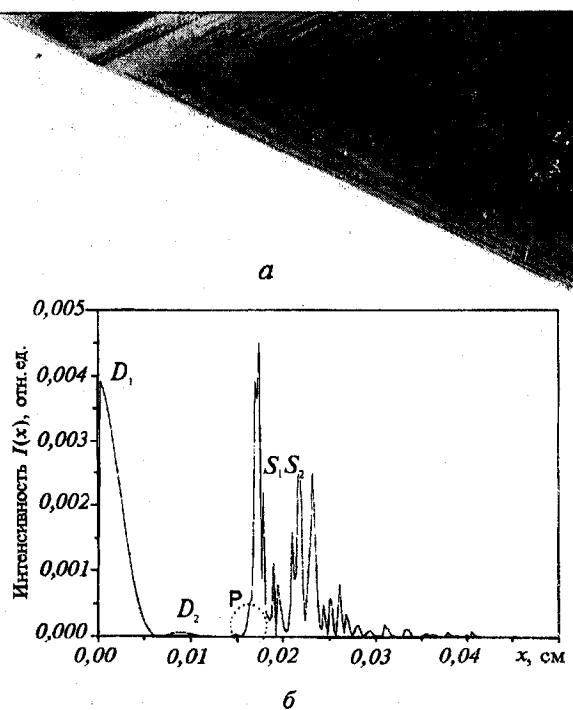


Рис. 3. Топографическое распределение интенсивности дифрагированного излучения в треугольнике Бормана для тонкого ЗС с неоднородно распределенными микродефектами (шероховатыми границами слоя), локализованного на глубине 20 мкм (а). Распределение интенсивности дифрагированного излучения по выходной поверхности кристалла в случае тонкого ЗС с шероховатыми границами. Аномальные изображения дефектов локализованы в области Р (б)

типа и вызывающей появление дополнительной некогерентной составляющей рассеяния. В то же время есть основания полагать, что так называемый волноводный механизм для блоховских волн, распространяющихся вдоль границы AA' планарного дефекта, продолжает действовать, подпитывая источники некогерентного излучения внутри дельты Бормана.

Претерпевает изменения и форма дополнительного всплеска интенсивности дифрагированных РЛ на графике $I(x)$. Из рис. 3, б видно, что он приобретает нерегулярную форму, отражая, помимо наличия «усредненного» ЗС, также и реально сложившееся в образце неоднородное распределение микродефектов кулоновского типа. Отметим характерное смещение левой границы всплеска интенсивности дифрагированных РЛ в сторону меньших значений координаты x , по сравнению с данными рис. 1, б. Это явление, как и эффект расширения области дифракционного взаимодействия

нулевого пучка с ЗС, наблюдающийся на рис. 3, а, по-видимому, связано с влиянием полей искажений от дефектов кулоновского типа, находящихся на границе ЗС вне треугольника Бормана (слева от точки пересечения нулевого пучка и границы ЗС). Дифракционные изображения указанных точечных дефектов локализованы в области Р дифрактограммы на рис. 3, б. Подобные эффекты аномальной видимости дефектов наблюдались в [23] при анализе вкладов дальних полей деформаций в формирование топографических изображений дислокаций.

Топографические изображения реальных ЗС в геометрии Брэгга обсуждались в [24]

Основные результаты и выводы

Резюмируя сказанное, отметим наиболее существенные, с нашей точки зрения, закономерности топологии маятниковых колебаний интенсивности РЛ в случае брэгг-дифракции в кристалле, содержащем планарные искажения кристаллической решетки, выявленные при моделировании дифракционного эксперимента методом численного решения уравнений Такаги–Топэна на примере имплантированного слоя.

1. Для однородного поля деформаций вдоль границы планарного дефекта (гладкие границы раздела) обнаружены следующие особенности дифракции РЛ:

- взаимодействие рентгеновского волнового поля с планарным дефектом носит когерентный характер (отраженные волны сохраняют преемственность первичных колебаний, а также их периодичность);

- каждая граница ЗС взаимодействует с нулевым пучком РЛ независимо, формируя собственное прямое дифракционное изображение на выходной поверхности кристалла;

- установлено многократное зеркальное отражение блоховских волн от границ планарного дефекта, а также явление переноса энергии нулевого пучка вдоль его границ (эффект волновода), наблюдавшихся ранее в геометрии Лауз на ДУ, параллельных рассеивающим плоскостям;

— совокупность полученных результатов позволяет сделать предположение о подобии механизмов рассеяния РЛ на планарных дефектах с гладкими границами с дифракционными механизмами, проявляющимися на границах раздела кристалл—вакуум и границах ДУ.

2. При неоднородном поле деформаций вдоль границ планарного дефекта (шероховатые границы), имеющем место, в частности, в случае неоднородного распределения дефектов кулоновского типа вдоль границы ЗС, наблюдаются следующие явления:

- расширение области дифракционного взаимодействия нулевого пучка РЛ и ЗС за счет влияния флуктуаций полей деформаций индивидуальных точечных дефектов;
- появление некогерентной составляющей рассеяния РЛ;
- подавление эффектов когерентного взаимодействия РЛ с ЗС;
- аномальная видимость дефектов кулоновского типа, локализованных вне треугольника Бормана в результате взаимодействия их полей деформаций с первичным пучком.

Эта модель рассеяния излучения планарным дефектом в геометрии брэгг-дифракции, по-видимому, наиболее близка к ситуации, когда в кристалле присутствует ЗС, вызванный торможением высокозенергетических ионов. Дифракционное изображение реального ЗС является, в рамках представленных соображений, суперпозицией изображений отдельных точечных дефектов кулоновского типа и изображения планарного дефекта как результата взаимодействия РЛ с комплексным усредненным полем искажений от ансамбля составляющих ЗС точечных дефектов кулоновского типа.

1. B. W. Batterman // Rev. Mod. Phys. — 1964. — 36. No. 3. — P. 681.
2. T. S. Uragami // J. Phys. Soc. Jap. — 1969. — 27. No. 1. — P. 147.
3. З. Г. Пинскер. Рентгеновская кристаллооптика. — Москва: Наука, 1982.

4. V. Holt // Acta Crystallogr. A. — 1984. — 40, No. 6. — P. 675.
5. Р. Н. Кютт // Кристаллография. — 1988. — 33, вып. 4. — С. 827.
6. C. G. Shull // Acta Crystallogr. — 1973. — 6, No. 4. — P. 257.
7. В. М. Каганер, В. Л. Инденбом // Кристаллография. — 1987. — 32, вып. 2. — С. 297.
8. I. L. Shulpina // Conf. High Resolution X-Ray Diffraction and Topography: Abstracts (9–11 Sept. 1998). — University Of Durham, UK, 1998.
9. P. Zauzlell // Kristall. Tech. — 1978. — 13, No. 8. — S. 983.
10. E. Zielinska-Rohozinska // Phys. Status Solidi A. — 1980. — 59, No. 1. — P. 317.
11. P. V. Petrasheen', F. N. Chukhovskii, I. L. Shulpina // Sov. Phys. Solid State. — 1987. — 29. — P. 297.
12. A. R. Lang, Mai Zhen-Hong // Proc. R. Soc. London A. — 1979. — 368. — P. 313.
13. В. Г. Барыяхтар, Е. Н. Гаврилова, В. Б. Молодкин и др. // Металлофизика. — 1992. — 14, №11. — С. 68.
14. В. Г. Барыяхтар, В. В. Немошканенко, В. Б. Молодкин и др. // Металлофизика. — 1993. — 15, №12. — С. 18.
15. I. R. Entin, V. I. Khrupa // J. Appl. Crystallogr. — 1979. — 1991. — 24, No. 4. — P. 203.
16. В. Ф. Мачулин, В. И. Хрупа. Рентгеновская диагностика структурного совершенства слабо искаженных кристаллов. — Киев: Наук. думка, 1995.
17. M. Sauvage, C. Malgrange // Phys. Status Solidi. — 1970. — 37. — P. 759.
18. В. Л. Инденбом, Ф. Н. Чуховский // Кристаллография. — 1974. — 19, вып. 1. — С. 35.
19. В. Л. Инденбом, И. Ш. Слободецкий // Кристаллография. — 1974. — 19, вып. 1. — С. 42.
20. Э. В. Суворов, К. Ю. Мухин // Матер. VI совещ. по динамическим эффектам рассеяния рентгеновских лучей и электронов. — Ленинград, 1977. — С. 42.
21. T. S. Uragami // J. Phys. Soc. Jap. — 1971. — 31, No. 4. — P. 1141.
22. Y. Epelboim, P. Riglet // Phys. Status Solidi A. — 1979. — 54, No. 1. — P. 547.
23. I. Shulpina, T. Argunova // J. Phys. D: Appl. Phys. — 1995. — 28, No. 4. — P. A47.
24. J. Auleyther, V. Khrupa, A. Briginets et al. // Cryst. Res. Technol. — 1995. — 30, No. 2. — P. 223.

Получено 23.11.1998