

УДК 548.732

**ИНТЕГРАЛЬНЫЕ КРИВЫЕ БРЭГГ — ЛАУЭ-ДИФРАКЦИИ
РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ И ИССЛЕДОВАНИЕ АМОРФИЗАЦИИ
ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ КРИСТАЛЛОВ**

Имамов Р. М., Кондрашкина Е. А., Степанов С. А.

В последние годы интенсивное развитие получили методы исследования тонких поверхностных слоев кристаллов, основанные на дифракции рентгеновских лучей при скользящих углах пучков с поверхностью. Первые эксперименты по дифракции в скользящей геометрии, продемонстрировавшие возможность изучения слоев глубиной 10–1000 Å, были чрезвычайно сложными [1]. Впоследствии на основе теории, развитой в работе [2], найдены простые экспериментальные решения [3, 4], позволяющие реализовать этот метод в более широких масштабах. В частности, предложено измерять интегральные кривые дифракции в условиях полного внешнего отражения рентгеновских волн [4], т. е. анализировать зависимость интегрального коэффициента дифракционного отражения от угла, образуемого падающим пучком с поверхностью кристалла. В работах [5, 6] экспериментально и теоретически показана высокая чувствительность интегральных измерений к аморфизации структуры поверхностного слоя.

Метод интегральных кривых успешно применялся для определения толщины окисных пленок [5] и для исследования радиационных нарушений в приповерхностном слое, вызванных ионной имплантацией [7]. В работе [8] продемонстрирована чувствительность интегральных измерений к механическим повреждениям поверхности кристалла. Однако выявилось серьезное препятствие, затрудняющее интерпретацию экспериментальных данных и ограничивающее широкое использование интегральных измерений.

Как показано в работах [8–10], помимо чувствительности к аморфизации кривые дифракции в условиях полного внешнего отражения обладают также очень высокой (на уровне $\sim 0,1'$) чувствительностью к малым отклонениям ориентации поверхности кристалла от нормали к отражающим плоскостям. Этот эффект может иметь большое значение для задач прецизионного контроля ориентации, однако при изучении аморфизации поверхностного слоя кристалла его следует исключить.

Согласно результатам работы [8], малые разориентации $|\varphi| \ll \Phi_c$ ($\Phi_c = = \chi_0^{1/2} \sim 10'$ — критический угол полного внешнего отражения) не изменяют формы дифракционных кривых и могут быть определены независимо из сравнения интенсивностей отражений (hkl) и $(\bar{h}\bar{k}\bar{l})$ в скользящей геометрии от разориентированной плоскости. К сожалению, большинство используемых кристаллов полупроводников имеют разброс по ориентациям до $\pm 30'$. При этом форма дифракционных кривых изменяется, а отношение интенсивностей отражений (hkl) и $(\bar{h}\bar{k}\bar{l})$ начинает зависеть от толщины аморфного слоя. В результате задача разделения эффектов аморфного слоя и разориентации становится неоднозначной.

В настоящей работе предложен метод исследования аморфизации поверхностных слоев кристаллов с помощью интегральных кривых дифракции рентгеновских лучей в скользящей брэгг — лауэ-геометрии. Показано, что чувствительность этого метода к аморфным слоям не хуже, чем

у метода дифракции в условиях полного внешнего отражения, в то время как эффект изменений ориентации ослабляется в 10–100 раз и обработка экспериментальных данных существенно упрощается. Для экспериментальной проверки метода проведено исследование слоев нитрида кремния толщиной $\sim 80\text{--}1000 \text{ \AA}$, осажденных на кремниевых подложках ориентации (111). При этом полученные данные сравниваются с результатами измерений дифракции в условиях полного внешнего отражения, зеркального отражения рентгеновских лучей без дифракции и эллипсомеррии.

Теория. Дифракционная схема скользящей брэгг — лауэ-геометрии впервые предложена в работах [9, 10]. Экспериментальному исследованию дифракции рентгеновских лучей в этой геометрии посвящены рабо-

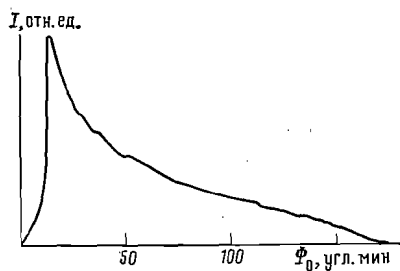


Рис. 1

Рис. 1. Теоретическая интегральная кривая брэгг — лауэ-дифракции для совершенного монокристалла Si. Расчет выполнен для (220)-отражения σ -поляризованного $\text{Cu K}_{\alpha 1}$ -излучения; параметр разориентации $\psi = -166,7'$. I — интенсивность рентгеновского отражения

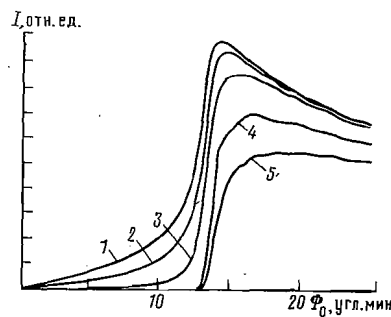


Рис. 2

Рис. 2. Влияние аморфных пленок на поверхности монокристалла Si на малоугловую часть интегральной кривой брэгг — лауэ-дифракции ($\Phi_c^{\text{ам}} = \Phi_c^{\text{Si}}$). Толщина слоев (A): 1 — 0, 2 — 25, 3 — 100, 4 — 500, 5 — 1000. Остальные параметры те же, что на рис. 1

ты [7, 11–13], однако измерения интегральных кривых и анализ их особенностей не проводились.

До последнего времени интегральные отражения рассматривали только в стандартной геометрии дифракции и только на идеальных кристаллах с целью проверки динамической теории. В работе [14] интегральные дифракционные отражения рассчитаны аналитически для геометрии Брэгга с малой асимметрией, в работе [15] — численно для предельно асимметричных случаев этой геометрии. В работах [3–7] впервые интегральные отражения изучены при скользящей дифракции в условиях полного внешнего отражения и применены для исследования аморфизации поверхностных слоев.

Методы дифракции в условиях внешнего отражения и брэгг — лауэ-дифракции близко связаны друг с другом и допускают единое теоретическое описание. В то же время в брэгг — лауэ-геометрии имеется возможность упростить общие теоретические выражения и облегчить эксперимент [10].

При дифракции в брэгг — лауэ-геометрии отражающие плоскости слегка разориентированы относительно нормали к поверхности кристалла, так что вектор обратной решетки \mathbf{K}_h образует с поверхностью угол $\varphi \sim 1\text{--}6^\circ$ (принято считать, что $\varphi < 0$, так как используется отражение, при котором \mathbf{K}_h имеет отрицательную проекцию на внутреннюю нормаль к поверхности). Падающий пучок, удовлетворяющий условию дифракции, входит в кристалл под малым углом Φ_0 к поверхности. При этом геометрия дифракции зависит от величины угла падения: при $\Phi_0 < |\psi|$ реализуется

случай Брэгга, а при $\Phi_0 > |\psi|$ — случай Лауэ ($\psi = 2\varphi \sin \theta_B$ — эффективный угол разориентации). В случае Брэгга дифрагированный пучок выходит из кристалла под углом $\Phi_h \approx |\psi| - \Phi_0$.

Теоретическая интегральная кривая брэгг — лауэ-дифракции для совершенного монокристалла кремния представлена на рис. 1. При переходе к дифракции по Лауэ интенсивность дифрагированных волн уходит в глубь кристалла и кривая обрывается. Угловые области $\Phi_0 < \Phi_c$ и $\Phi_0 > |\psi| - \Phi_c$ ($\Phi_h < \Phi_c$) на этой кривой отвечают условию полного внешнего отражения соответственно падающего либо дифрагированного пучка и могут быть использованы для изучения аморфизации слоев глубиной $\sim 10-1000 \text{ \AA}$ [10]. Центральная часть интегральной кривой брэгг — лауэ-дифракции чувствительна к слоям глубиной $\sim 100-10000 \text{ \AA}$.

В настоящей работе исследования вели в области малых углов $\Phi_0 \leq \Phi_c$. Ниже показано, что в отличие от данных, получаемых при $|\psi| - \Phi_0 \leq \Phi_c$, измерения при малых углах почти не чувствительны к разбросу по ориентации (по $|\psi|$) и тем самым существенно упрощается обработка экспериментальных результатов.

Общие соотношения, описывающие дифракцию в условиях полного внешнего отражения и брэгг — лауэ-дифракцию на кристалле с аморфным слоем, получены в работе [8]. Амплитуда дифрагированной волны в вакууме со стороны входной поверхности кристалла определяется следующим выражением:

$$E_h(\Phi_0, \Phi_h) = \frac{2\Phi_0 w^{(1)} w^{(2)} (u^{(2)} - u^{(1)}) E_0}{c\chi_h (w^{(2)} b_0^{(1)} b_h^{(2)} - w^{(1)} b_0^{(2)} b_h^{(1)})}. \quad (1)$$

Здесь

$$b_m^{(j)} = (\Phi_m + u^{(j)} + \psi \delta_{mh}) \left(\cos d_m - i\Phi_m \frac{\sin d_m}{y_m^{am}} \right) - i\chi_0^{am} \frac{\sin d_m}{y_m^{am}}, \quad (2)$$

$j=1, 2$; $m=0, h$; δ_{mh} — символ Кронекера; $d_m = (2\pi/\lambda) t y_m^{am}$; $y_m^{am} = (\Phi_m^2 + \chi_0^{am})^{1/2}$; t — толщина аморфной пленки; λ — длина волны рентгеновского излучения; $w^{(j)} = u^{(j)2} - \Phi_0^2 - \chi_0$; $u^{(1,2)}$ — корни дисперсионного уравнения $(u^2 - \Phi_0^2 - \chi_0) [(u + \psi)^2 - \Phi_h^2 - \chi_0] = c^2 \chi_h \chi_h$, (3)

удовлетворяющие условию $\text{Im } u > 0$; c — поляризационный множитель (1 или $|\cos 2\theta_B|$).

Интегральный коэффициент отражения находится по формуле

$$I_h(\Phi_0) = \sum_{s=\sigma, \pi} K^{(s)} \int_0^\infty \frac{2\Phi_h^2}{\Phi_0} \left| \frac{E_h^{(s)}(\Phi_0, \Phi_h)}{E_0} \right|^2 d\Phi_h, \quad (4)$$

где параметры $K^{(s)}$ соответствуют вкладам поляризаций в падающем пучке.

Влияние аморфной пленки проявляется через множители $d_{0,h}$, определяющие затухание в ней падающих и дифрагированных волн. Это приводит к уменьшению коэффициента отражения с ростом толщины пленки и к изменению формы кривых, так как с уменьшением углов скольжения рентгеновская волна в пленке затухает быстрее. Влияние аморфных слоев на малоугловую часть интегральных кривых брэгг — лауэ-дифракции показано на рис. 2. Из рисунка следует, что можно однозначно определять толщину пленки в диапазоне $t \sim 10-10000 \text{ \AA}$ по уменьшению интенсивности и изменению формы кривых.

В рассматриваемой модели дифракционное отражение характеризуется тремя искомыми параметрами: t , χ_0^{am} и $\varphi(\psi)$, поэтому для однозначного определения толщины аморфного слоя t необходимо измерить χ_0^{am} и φ в независимых экспериментах.

Величина χ_0^{am} пропорциональна плотности вещества пленки и определяет угловую область на дифракционной кривой ($\Phi_0 < \Phi_c^{am} \equiv (|\chi_0^{am}|)^{1/2}$).

в которой затухание в пленке максимально. Она может быть измерена с помощью рентгеновской рефлектометрии (полного внешнего отражения рентгеновских лучей без дифракции) и затем использована в расчетах дифракционных кривых (см. [16–18], а также обзор [19]). Несомненным удобством является то, что метод рефлектометрии может быть реализован непосредственно в дифракционном эксперименте.

Как и при дифракции в условиях полного внешнего отражения, изменения ориентации отражающих плоскостей в брэгг – лауэ-геометрии преимущественно влияют на интенсивность дифракционных кривых. В то же время эффект разориентации в данном случае приблизительно в ~ 10 – 100 раз слабее. Например, отклонения угла φ на $\pm 30'$ от значения $\varphi = 208'$ соответствуют изменениям интенсивности на $\pm 8\%$; в то же время форма кривых остается практически неизменной. Следовательно, чувствительность интегральных кривых брэгг – лауэ-дифракции к разориентации φ является невысокой и для определения φ применимы стандартные рентгенодифракционные методы, обеспечивающие точность не хуже $\pm 15'$. Таким образом, задача определения толщины аморфного слоя по интегральным кривым брэгг – лауэ-дифракции сводится к однопараметрической.

При малых углах падения Φ_0 в брэгг – лауэ-геометрии соотношения (1)–(4) могут быть существенно упрощены. А именно, как показано в работе [10], при выполнении условий $\Phi_0 \ll \Phi_c$ и $|\psi| \gg \Phi_c$ можно вычислить один корень в выражении (3) и понизить степень уравнения на единицу:

$$u^{(1)} = |\psi| + (\Phi_h^2 + \chi_0)^{1/2} \quad (\text{Im } u^{(1)} > 0),$$

$$(u^{(2)2} - \Phi_0^2 - \chi_0)(u^2 + (\Phi_h^2 + \chi_0)^{1/2} - |\psi|) = -\frac{\chi_h \chi_0}{|\psi| + (\Phi_h^2 + \chi_0)^{1/2}}. \quad (5)$$

Здесь $u^{(2)}$ – единственный корень уравнения (5), удовлетворяющий условию $\text{Im } u > 0$. С учетом того, что $|u^{(1)}| \gg |u^{(2)}|$, выражение для E_h сводится к следующему виду:

$$E_h = -\frac{\Phi_0 \chi_h}{\Phi_h (u^{(2)} + (\Phi_h^2 + \chi_0)^{1/2} - |\psi|) b_0^{(2)}}. \quad (6)$$

Сопоставляя кривые, вычисленные с помощью формул (1), (3) и (5), (6), можно показать адекватность приближенных соотношений (5) и (6).

Следует отметить, что из двух параметров $d_{0,h}$, характеризующих затухание в пленке, в выражение (6) входит только d_0 , т. е. эффект аморфной пленки в данном случае проявляется только через ослабление падающего пучка. Физически этот результат очевиден, поскольку дифрагированный пучок выходит из кристалла под большим углом к поверхности.

Использование формул (5) и (6) дает возможность в ~ 10 – 20 раз ускорить процедуру вычисления на ЭВМ. В данном случае можно затабулировать корень $u^{(2)}$, зависящий от параметров Φ_0 , Φ_h и затем, используя этот корень, вычислить набор интегральных кривых, соответствующих различным значениям толщины аморфного слоя. После этого процедура обработки экспериментальных измерений занимает несколько секунд, так как сводится к сравнению полученной экспериментальной кривой с теоретическим набором и определению наилучшего совпадения по методу наименьших квадратов.

Методы исследования

В качестве исследуемых образцов использованы монокристаллы Si с поверхностной пленкой нитрида кремния Si_3N_4 . (Эталоном служила кремниевая подложка без слоя Si_3N_4 .) Нитрид кремния был получен путем осаждения из газовой фазы при взаимодействии моносилана SiH_4 с аммиаком NH_3 при температуре $\sim 800^\circ$ в течение времени от нескольких минут до 1 ч (образцы I–V соответствовали возрастанию времени осаждения).

ния). Кремниевые подложки диаметром 76 мм и толщиной ~ 350 мкм имели поверхность, разориентированную от плоскости (111) на угол $4 \pm 0,5^\circ$ по направлению [112]. При этом одна из трех плоскостей {110} кристалла, а именно плоскость (110), была перпендикулярна плоскости поверхности с точностью $\pm 30'$, а две другие (плоскости (101) и (011)) разориентированы от направления нормали к поверхности пластины на угол $208 \pm 30'$. Такая ориентация поверхности пластин позволила снимать от одних и тех же образцов как интегральные кривые (202) дифракции в скользящей брэгг—лауэ-геометрии, так и интегральные кривые (220) дифракции в условиях полного внешнего отражения. Кроме того, одновременно с дифракционными кривыми снимали интегральные кривые рентгеновского зеркального отражения. Полученные рентгеновскими методами данные сравнивали с результатами эллипсомерии.

Рентгеновские кривые измеряли на спектрометре, описанном в работе [20]. При этом использовали дополнительный кристалл-анализатор падающего на образец излучения, аналогичный примененному в работе [24], для прецизионной (с точностью $\pm 0,1'$) установки образца в положение нулевого угла падения излучения на его поверхность. Использовали $\text{CuK}\alpha_1$ -излучение от рентгеновской трубки 0,3БСВ-25Cu, (111)-кремниевые монохроматор и анализатор. Горизонтальная расходимость падающего пучка, измеренная с помощью кристалла-анализатора, составляла $\sim 0,3'$. Фронт пучка формировался щелью шириной 50 мкм. Расходимость в вертикальной плоскости практически не ограничивалась ($\sim 2^\circ$).

Эллипсометрические измерения проводили на эллипсометре ЛЭФ-3 (длина волны света 6328 Å) при угле падения 70° .

Результаты и их обсуждение

Типичная экспериментальная кривая рентгеновского зеркального отражения (образец V) и соответствующий ей результат теоретической подгонки представлены на рис. 3. Критический угол полного внешнего отражения Φ_c , определенный по данной экспериментальной кривой, а также по кривым от образцов II—IV, равен $14,8 \pm 0,1'$. Исходя из этого плотность пленок Si_3N_4 составляет $\rho = 2,91 \pm 0,04$ г/см³ (об определении плотности по критическому углу см. работы [16, 17, 19, 22]). Критический угол и плотность кремниевой подложки определяли по кривой зеркального отражения от кристалла-эталоны: $\Phi_c = 13,3 \pm 0,1'$, $\rho_2 = 2,30 \pm 0,04$ г/см³. Полученные значения соответствовали известным литературным данным [23] ($\text{Si}_3\text{N}_4 - \rho = 2,95$ г/см³, Si — $\rho = 2,30$ г/см³) и использовались при расчетах дифракционных кривых в брэгг—лауэ-геометрии и в условиях полного внешнего отражения.

Значительное различие в плотностях пленок Si_3N_4 и подложки Si (25%) позволило определять толщину этих пленок не только по дифракционным кривым (как аморфных слоев), но и по кривым рентгеновского зеркального отражения (как слоев с измененной плотностью). А именно, из-за разницы в плотности на хвостах кривых полного внешнего отражения от пленок толщиной 100 Å и более наблюдались толщинные осцилляции (рис. 3), которые обрабатывали в приближении трехслойной среды по методу, изложенному в работах [16, 17].

На рис. 4 приведены экспериментальные интегральные кривые дифракции в скользящей брэгг—лауэ-геометрии и в условиях полного внешнего отражения. В качестве примера для части образцов на каждом рисунке показаны соответствующие теоретические кривые.

Подгонка теоретических кривых дифракции в брэгг—лауэ-геометрии производилась по одному параметру t согласно процедуре, описанной выше. Был рассчитан набор теоретических кривых для пленок с $\rho = 2,91$ г/см³ толщиной 0—2000 Å с шагом 20 Å. Затем каждую экспериментальную кривую сравнивали по методу наименьших квадратов с набором

теоретических кривых. Обработка кривых дифракции в условиях полного внешнего отражения и заняла гораздо больше времени. Первоначальные значения двух параметров t и φ находили по положению переднего фронта экспериментальных кривых и отношению интенсивностей отражений (hkl) и $(\bar{h}\bar{k}l)$. Затем эти значения варьировались в обе стороны при расчетах дифракционных кривых для уменьшения фактора расходимости между теорией и экспериментом.

Толщины пленок Si_3N_4 и другие параметры, определенные всеми перечисленными методами, приведены в таблице. Видно, что данные измерений разными методами удовлетворительно совпадают.

Следует заметить, что среди исследуемых образцов отсутствуют образцы с тонкими ($t < 80 \text{ \AA}$) пленками Si_3N_4 . Это связано с технологическими

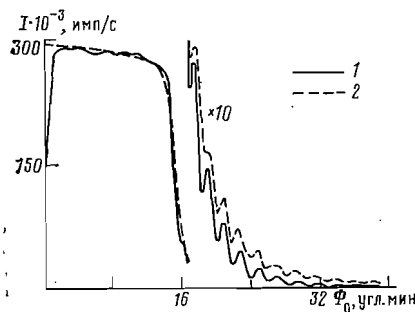


Рис. 3

Рис. 3. Экспериментальная (1) и теоретическая (2) интегральные кривые рентгеновского зеркального отражения от кристалла Si с пленкой Si_3N_4 толщиной 1000 \AA на поверхности (образец V)

Рис. 4. Экспериментальные (1) и теоретические (2) интегральные кривые рентгеновской дифракции в скользящей брэгг-лауэ-геометрии (а) и в условиях полного внешнего отражения (б) для эталона (Э) и образцов I-V кремния с пленкой Si_3N_4 толщиной $80-1000 \text{ \AA}$ на поверхности

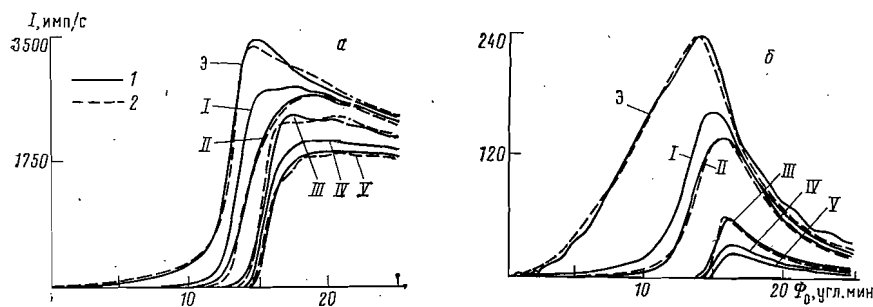


Рис. 4

трудностями получения тонких пленок. Чувствительность рентгенодифракционных методов к тонким пленкам продемонстрирована на примере измерения эталонного образца. Толщина слоя естественного окисла на его поверхности, определяемая этими методами, оказалась равной $t=20 \text{ \AA}$ ($\Phi_c=13,3'$). В то же время кривая рентгеновской рефлектометрии от эталонного образца не отличалась от расчетной для совершенного кристалла с $t=0$.

Выводы. Теоретически и экспериментально продемонстрированы большие возможности метода интегральных кривых скользящей брэгг-лауэ-дифракции рентгеновских лучей. Проанализированы преимущества этого метода по сравнению с дифракцией в условиях полного внешнего отражения в определении толщины аморфных слоев глубиной $\sim 20-1000 \text{ \AA}$ на поверхности кристаллов. Если плотность аморфных слоев отличается от плотности подложки, то толщина слоя в диапазоне $\sim 100-10\,000 \text{ \AA}$ может быть определена не только дифракционными методами, но и методом рентгеновской рефлектометрии. Однако рассматриваемые дифракционные методы дают информацию о гораздо более тонких процессах аморфизации поверхностных слоев, не вызывающих заметных изменений плотности.

Результаты измерения образцов кремния с пленкой Si₃N₄ на поверхности с помощью рентгеновских методов и эллипсометрии

Номер образца	Рентгеновская рефлектометрия *	Дифракция в скользящей брегг — лауэ-геометрии *	Дифракция в условиях полного внешнего отражения		Эллипсометрия	
			<i>t</i> , Å	φ, угл. мин	<i>t</i> ±20, Å	<i>n</i> **
Эталон	—	20	20±10	8	—	—
I	80	100	80±20	12	—	—
II	150	160	120±20	15	160	2,00
III	360	375	400±50	10	386	1,96
IV	730	725	800±100	8	—	—
V	1000	950	1000±100	8	970	2,06

* *t*±20, Å.

** *n* — показатель преломления.

Кроме того, дифракционные методы имеют наибольшую чувствительность к слоям толщиной ~10–100 Å, в то время как рефлектометрия может эффективно применяться при толщинах, превышающих глубину проникновения излучения при полном внешнем отражении (~100 Å).

Авторы выражают благодарность А. М. Афанасьеву за ценные замечания, а также А. Ю. Тронину за полезные советы и эллипсометрические измерения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Marra W. C., Eisenberger P., Cho A. Y. J. Appl. Phys., 1979, v. 50, p. 6927.
2. Afnas'ev A. M., Melkonyan M. K. Acta Cryst. A, 1983, v. A39, p. 207.
3. Golovin A. L., Imatov R. M., Stepanov S. A. Acta Cryst. A, 1984, v. A40, p. 225.
4. Golovin A. L., Imatov R. M. Phys. Stat. Sol. (a), 1983, v. 77, p. K91.
5. Golovin A. L., Imatov R. M. Phys. Stat. Sol. (a), 1983, v. 80, p. K63.
6. Aleksandrov P. A., Afnas'ev A. M., Melkonyan M. K., Stepanov S. A. Phys. Stat. Sol. (a), 1984, v. 81, p. 47.
7. Golovin A. L., Imatov R. M., Kondrashkina E. A. Phys. Stat. Sol. (a), 1985, v. 88, p. 505.
8. Aleksandrov P. A., Afnas'ev A. M., Golovin A. L., Imatov R. M., Novikov D. V., Stepanov S. A. J. Appl. Cryst., 1985, v. 18, p. 27.
9. Александров П. А., Афанасьев А. М., Степанов С. А. Кристаллография, 1984, т. 29, с. 197.
10. Aleksandrov P. A., Afnas'ev A. M., Stepanov S. A. Phys. Stat. Sol. (a), 1984, v. 86, p. 143.
11. Afnas'ev A. M., Afnas'ev S. M., Aleksandrov P. A., Imatov R. M., Pashaev E. M. Phys. Stat. Sol. (a), 1984, v. 86, p. K1.
12. Головин А. Л., Имамов Р. М., Кондрашкина Е. А., Новиков Д. В. Журн. техн. физики, 1985, т. 55, вып. 7, с. 1446.
13. Afnas'ev A. M., Imatov R. M., Maslov A. V., Pashaev E. M. Phys. Stat. Sol. (a), 1984, v. 84, p. 73.
14. Afnas'ev A. M., Pershnev I. P. Acta Cryst. A, 1969, v. A25, p. 520.
15. Hartwig J. Acta Cryst. A, 1981, v. A37, p. 802.
16. Parratt L. G. Phys. Rev., 1954, v. 95, p. 359.
17. Wainfan N., Parratt L. G. J. Appl. Phys., 1960, v. 34, p. 1331.
18. Segmuller A. Thin. Sol. Films, 1973, v. 18, p. 287.
19. Андреева М. А., Борисова С. Ф., Степанов С. А. Поверхность, 1985, № 4, с. 5.
20. Головин А. Л., Дмитриев Ю. Ф., Новиков Д. В. Приборы и техника эксперимента, 1985, № 1, с. 190.
21. Renner O. Czech. J. Phys., 1972, v. 22, p. 1007.
22. Синайский В. М., Сиденко В. И. Приборы и техника эксперимента, 1974, № 6, с. 5.
23. Stein H. J., Percy P. S., Sokel R. J. Thin. Sol. Films, 1983, v. 101, p. 291.

Институт кристаллографии
АН ССРСР, Москва

Принята в печать
18.VI.1985

**INTEGRAL CURVES OF THE X-RAY BRAGG-LAUE DIFFRACTION
AND THE INVESTIGATION OF AMORPHIZATION OF CRYSTAL
SURFACE LAYERS**

Imamov R. M., Kondrashkina E. A., Stepanov S. A.

A new method has been proposed for the characterization of thin surface layers of crystals based on the integral curves of X-ray Bragg - Laue grazing diffraction. The advantages of this method in depth measurements of amorphous surface layers in the range from 10 to 1000 Å are demonstrated, as compared with the method of X-ray diffraction under specular reflection conditions. These advantages are the acceleration of obtaining diffraction curves due to the enhanced intensity and the considerable simplification of theoretical treatment and interpretation of experimental data. Based on the proposed method of Bragg - Laue diffraction the thicknesses of surface layers of silicon nitride have been measured in the range 20-1000 Å on the silicon crystal substrates. The agreement of the measured thicknesses with the results of the X-ray specular reflection method, the X-ray diffraction under specular reflection conditions method and the method of optical ellipsometry are demonstrated. The ways of further development of the Bragg - Laue diffraction method are discussed.