

**НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ  
МЕТОДА СТОЯЧИХ РЕНТГЕНОВСКИХ ВОЛН  
В СЛУЧАЕ НЕПРЕРЫВНОГО РЕЗОНАНСНОГО  
КОМБИНАЦИОННОГО (РАМАНОВСКОГО) РАССЕЯНИЯ  
РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

Рассмотрены основные принципы, новые возможности и приборная реализация структурно-чувствительной спектроскопии поверхности конденсированных сред с помощью стоячих рентгеновских волн в случае регистрации эмиссии электронов под действием непрерывного резонансного комбинационного (рамановского) рассеяния рентгеновского излучения. Показано, что перспективы развития и применения новых возможностей метода стоячих рентгеновских волн для исследования поверхности связаны с созданием комплекса экспериментального оборудования и специализированных источников синхротронного излучения.

*стоячие рентгеновские волны, фотоэлектронная эмиссия, дифракция, комбинационное (рамановское) рассеяние.*

### 1. Введение

Метод стоячих рентгеновских волн (СРВ) важен для получения информации о профили растяжения или сжатия приповерхностных монослоев. При этом с точки зрения увеличения пространственного разрешения наиболее привлекательными являются излучения с предельно малой глубиной выхода.

Одним из таких излучений считается фотоэлектронная эмиссия. В результате развития этого направления были созданы такие модификации метода СРВ, как метод интегральной фотоэлектронной спектроскопии [10; 11], селективный по глубине метод СРВ [10; 12], метод дифракционной фотоэлектронной и оже-электронной спектроскопии [10; 12]. При этом СРВ-спектроскопия возникла в результате комбинации методов рентгеновской дифрактометрии и электронной спектроскопии.

Однако используемое излучение должно генерироваться непосредственно СРВ, и вследствие этого далеко не каждый вторичный процесс может одновременно удовлетворять двум этим требованиям. Так, например, сочетание методики СРВ с оже-электронной спектроскопией для получения профиля искажений нескольких поверхностных слоев по кривым мягких оже-электронов вызывает серьезное сомнение в получении надежных результатов, поскольку большая часть этих электронов возбуждается быстрыми фото- и оже-электронами, рожденными в глубине кристалла, а не СРВ. Это обстоятельство послужило причи-

ной критической оценки результатов [14; 15] в работе [1] и стимулировало поиск новых подходов к решению проблемы увеличения пространственного разрешения.

К этой проблематике относится и настоящая работа, в которой впервые дано теоретическое и экспериментальное обоснование возможности использования непрерывного резонансного комбинационного рассеяния (НРКР) рентгеновского излучения для изучения структурного совершенства верхних атомных слоев методом СРВ.

## 2. Базовые положения и идея метода

Особый интерес к НРКР-процессу связан в первую очередь с тем, что он сопровождается «выбросом» электронов под действием СРВ в низкоэнергетическую часть рентгеновского фотоэлектронного спектра (РФЭС), то есть выполняются указанные выше два необходимых условия для проведения СРВ-анализа с высоким пространственным разрешением.

Механизм процесса резонансного комбинационного рассеяния (РКР) рентгеновского излучения с энергией, близкой к энергии К-уровня атома, в работах [13; 18] представлен как «выброс» атомного электрона более внешнего L-уровня с очень малой кинетической энергией и появление линии рассеянного излучения, смещенной от энергии первичного излучения в область более низших энергий на величину энергии связи L-электронов. В работах [16; 17] более корректно раскрыт механизм РКР – процесса образования виртуальной К-вакансии в результате поглощения кванта с энергией, недостаточной для реальной К-вакансии, распад этого промежуточного состояния, образование конечной L-вакансии и «выброса» электрона в непрерывный спектр за уровнем Ферми (непрерывное РКР) или на свободный дискретный уровень (дискретное РКР).

При НРКР для К-уровня атома энергия электрона, выбрасываемого в непрерывный спектр за уровнем Ферми, определяется в работе [5] как

$$E_e = E_1 - E_2 - (E_L - E_F),$$

где  $E_e$  – энергия электрона,  $E_1$  – энергия первичного излучения,  $E_2$  – энергия НРКР-излучения,  $(E_L - E_F)$  – энергия связи какого-либо из L-электронов.

В соответствии с законом сохранения энергии для НРКР энергия фотоэлектрона может принимать любое значение в пределах от 0 до  $E_1 - (E_L - E_F)$ , то есть спектр НРКР-излучения непрерывен до верхнего предела, определяемого значением  $E_2$ , соответствующего случаю нулевой энергии фотоэлектронов и равного  $E_2 = E_1 - (E_L - E_F)$ . Это значение определяет порог и вместе с тем максимум в спектрах НРКР [5]. Особенности данного процесса объясняются как полуклассической [13; 18] так и квантовой механикой [5; 16]. Однако в этих работах не рассматривается влияние функции ионизации на процесс НРКР рентгеновского излучения, которое, на наш взгляд, является определяющим для реализации этого процесса.

Для доказательства выдвинутой гипотезы исследовалось рассеяние электронов поверхностью {100} совершенного кристалла Si с помощью электронно-

го оже-спектрометра 09ИОС-10-005 (НИТИ, Россия). Очистка поверхности и удаление окисной пленки производилось методами ионного распыления. На рисунке 1 приведены электронные спектры, снятые в окрестности ( $\Delta E > E_{L1} = 149$  эВ [9]) упругого пика при энергиях бомбардирующих электронов ( $E_p$ ), достаточно близких к порогу ( $E_k = 1839$  эВ [9]). Спектральных линий рассеянного излучения, сдвинутых в низкоэнергетическую область относительно упругого пика (пика упругоотраженных электронов) на величину энергии связи L-уровня на электронных спектрах (рис. 1), не обнаружено, то есть РКР-процесс при электронном возбуждении не наблюдается.

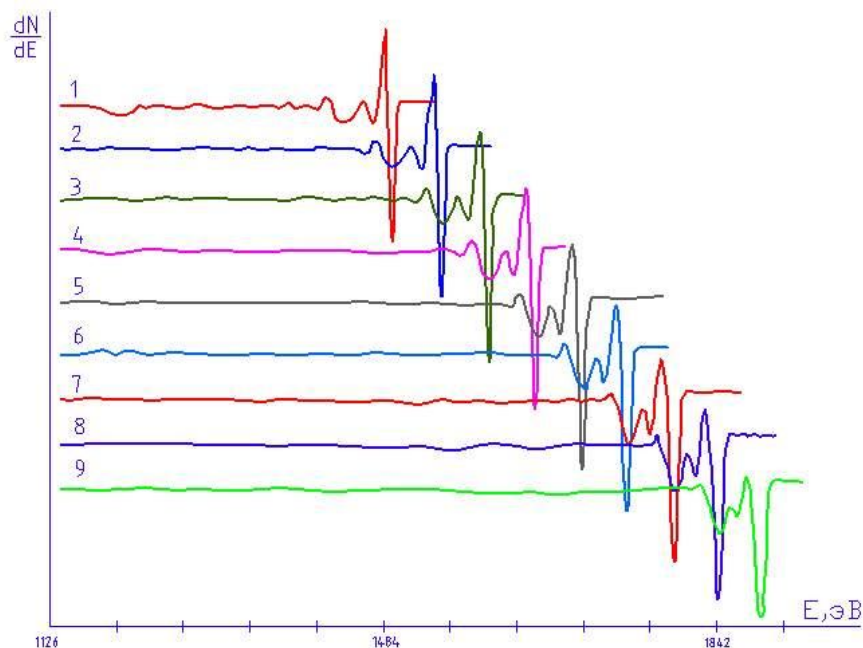


Рис. 1. Энергетический спектр упруго-отраженных электронов от поверхности {100} совершенного кристалла Si:

- 1)  $E_p = 1487$  эВ; 2)  $E_p = 1541$  эВ; 3)  $E_p = 1591$  эВ; 4)  $E_p = 1641$  эВ;  
5)  $E_p = 1690$  эВ; 6)  $E_p = 1738$  эВ; 7)  $E_p = 1788$  эВ; 8)  $E_p = 1834$  эВ; 9)  $E_p = 1878$  эВ

Это связано с тем, что при ионизации электронным ударом излишняя энергия может быть перераспределена в качестве кинетической энергии между налетающими и выбитыми электронами, и поэтому значение энергии налетающего электрона не является столь критичным, а функция ионизации имеет плавный максимум. В случае же фотоионизации, напротив, максимальное значение сечения ионизации лежит около порога, так как в этом случае передача излишней энергии возможна только одному электрону, а такой процесс менее вероятен

и поэтому наиболее вероятными процессами оказываются происходящие с минимальным дефектом передаваемой энергии [2].

Таким образом, резонансный характер поведения функции ионизации в окрестности порога является необходимым условием реализации РКР-процесса. В связи с этим при фотоионизации РКР-процесс наблюдается [5; 13; 16–18], а при возбуждении электронным ударом – нет (рис. 1).

Согласно квантовой теории при значительной расстройке резонанса полное сечение НРКР рентгеновского излучения для К–L-канала обратно пропорционально величине  $\Delta E = E_K - E_L$  [5]:

$$\sigma_{НРКР}(E_1) = \frac{C_K''}{\Delta E},$$

где  $C_K'' \approx 0,256 (1 + \Gamma_K, e/\Gamma_K, \gamma) S_K W_K E_K$ ,  $S_K$  – сила К-осцилятора;  $\Gamma_K$ ,  $e$  и  $\Gamma_K$ ,  $\gamma$  – соответственно оже- и радиационная ширина К-уровня;  $W_K$  – выход К-флюоресценции.

Для тяжелых элементов при  $Z > 50$  [5]:

$$C_K'' \approx 0,256 S_K W_K E_K.$$

В работе [5] обобщены результаты теории и экспериментов, выполненных на основе монохроматического излучения рентгеновских трубок или синхротронного излучения. Показана возможность практического использования эффекта РКР для высокочувствительного элементно-фазового анализа вещества. Основой фазового анализа химических соединений по спектрам РКР-излучения является зависимость в области резонанса энергетического смещения линий РКР относительно соответствующих линий флюоресцентного (Ф) излучения от химического сдвига уровня излучения атома. (Положение линий Ф-излучения слабо зависит от химического сдвига [5].)

Однако разделение линий НРКР и Ф-излучений возможно лишь при разрешении детектора порядка нескольких электрон-вольт. В случае полупроводникового детектора, не имеющего такое разрешение, это невозможно. Поэтому для регистрации сдвига используют кристалл-монохроматор. Другим способом изучения химических связей атомов является использование отношения интенсивностей разрешенных линий НРКР и Ф. Например, при изменении  $\Omega_K = E_1/E_K$  на 1 процент отношение плотностей потоков квантов НРКР и Ф ( $N_{НРКР}/N_{\Phi}$ ) возрастает в 20 раз в условиях резонанса [5].

Новые возможности для диагностики поверхности дает сочетание методов НРКР, РФЭС и СРВ. В случае регистрации спектров РФЭС в условиях НРКР по сдвигу НРКР-пика фотоэлектронов и изменения его интенсивности относительно оже-пика (соответствующего Ф-линии), проводится фазовый анализ с высоким пространственным разрешением. Кроме этого, при энергодисперсионных измерениях угловой зависимости интенсивности выхода НРКР-фотоэлектронов, возбуждаемых СРВ, возможен дополнительный анализ структурных искажений в приповерхностной области кристаллов.

Представляется перспективным соединением уникальных характеристик метода СВВ (информация о когерентной позиции и фазы [10]) с высоким пространственным разрешением НРКР-спектроскопии (несколько верхних монослоев при регистрации фотоэлектронов, образующихся при НРКР рентгеновских лучей от атомов кристалла или адсорбата).

Идея метода, следующая из рассмотрения ионизационного механизма возбуждения НРКР-электронов, заключается в том, что изменения выхода фотодесорбированных НРКР-электронов при изменении угла дифракции могут выявить положение СВВ в кристалле, представляющей собой когерентную суперпозицию равных по амплитуде падающей и дифрагированной волн.

Такая структура поля возникает, в частности, в угловой области полного дифракционного отражения рентгеновских лучей в брэгговской геометрии дифракции на глубине проникновения рентгеновского излучения в кристалл (рис. 2). Интенсивность волнового поля стоячей волны модулирована в пространстве в направлении, перпендикулярном отражающим плоскостям, и копирует периодичность кристаллической решетки в этом направлении. Взаимное положение узлов стоячей волны и атомных плоскостей сильно зависит от угла падения рентгеновского пучка на кристалл внутри области полного отражения. При непрерывном изменении угла падения в этой области, имеющей величину несколько угловых секунд, узлы (и пучности) стоячей волны передвигаются на половину межплоскостного расстояния [10]. Естественно, что при этом интенсивность рентгеновского излучения в точке расположения атома резко меняется от нуля до максимального значения. Так как интенсивность фотоэффекта пропорциональна интенсивности поля рентгеновской волны на атоме, то описанное выше изменение интенсивности, связанное с движением стоячей волны, может быть непосредственно зафиксировано фотоэмиссией НРКР-электронов атомов или самой мишени. Смещение анализируемого поверхностного слоя на долю периода стоячей волны приведет к нарушению хода ее движения через атомные плоскости, формирующие вторичный сигнал при изменении угла падения, что сразу же можно увидеть по изменению формы кривой интенсивности выхода НРКР-электронов.

Если считать, что НРКР-электроны, выходящие в вакуум, не испытывают столкновений в кристалле, то есть выходят из поверхностного слоя толщиной, равной примерно длине свободного пробега электронов при неупругих соударениях, то тогда для угловой зависимости интенсивности выхода НРКР-электронов с энергией  $E_e$  от угла поворота кристалла в области брэгговской дифракции по схеме, предложенной в работе [10], можно получить

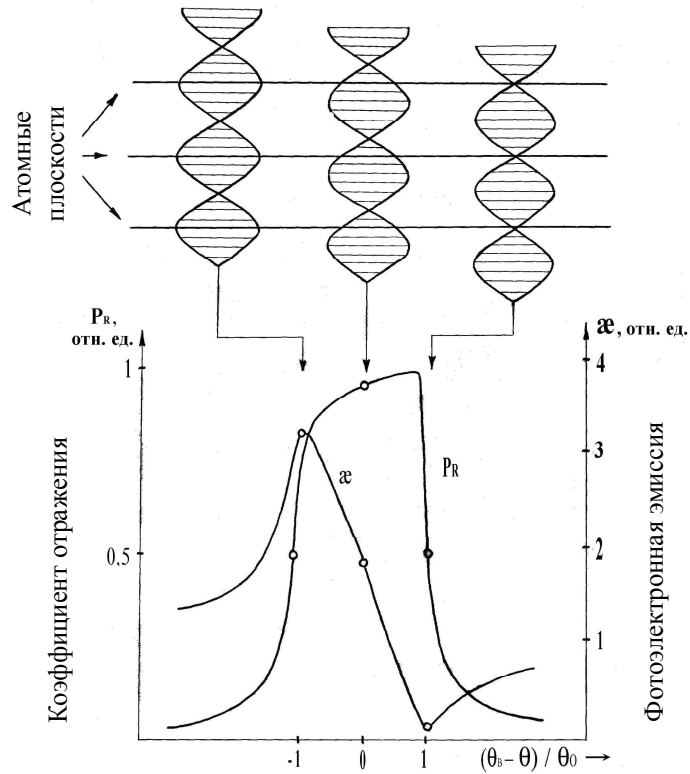


Рис. 2. Схема, иллюстрирующая различное взаимное положение атомных плоскостей и стоячей рентгеновской волны, соответствующее различным угловым положениям кристалла и пучка в области полного отражения:

$P_R$  – коэффициент отражения;  $\alpha$  – относительный выход НРКР-электронов ( $\alpha = I_i(\theta) / I_i(\infty)$ ,  $I_i(\theta)$ ,  $I_i(\infty)$  – интенсивности электронного выхода в области дифракционного отражения и за ее пределами соответственно).

$$\alpha \sim 1 + |E_h|^2 / |E_0|^2 + 2(|E_h| / |E_0|) F_c \cos(P_c + \alpha), \quad (1)$$

$$\text{где } P_c = 2\pi n z_c / d, \quad (2)$$

$$F_c = \exp(-h^2 \langle (z - z_c)^2 \rangle / 2). \quad (3)$$

Здесь  $E_0, E_h$  – амплитуды полей падающей и рассеянной волн,  $\alpha$  – фаза отношения  $|E_h| / |E_0|$ ,  $P_c$  – когерентная позиция,  $z$  – координата по нормали к поверхности кристалла,  $z_c$  – положение средней плоскости атомов относительно дифракционных плоскостей кристалла,  $F_c$  – когерентная фракция (фактор Дебая – Валлера), описывающая среднеквадратичные статистические и тепловые смещения атомов из среднего положения,  $d$  – межплоскостное расстояние.

Формула (1) справедлива также для угловой зависимости интенсивности выхода НРКР рентгеновского излучения с энергией  $E_2$  от атомов адслоя.

Из формы кривой можно определить когерентную позицию  $P_c$  (длину химической связи  $-z_c$ ) и когерентную фракцию  $F_c$ . Формула (1) соответствует известному выражению для угловой зависимости флуоресцентного сигнала от монослоя адатомов идеального кристалла [10].

### 3. Техника эксперимента

Экспериментальное измерение эмиссии НРКР-электронов, возбуждаемых СВВ, представляет собой сложную задачу, поскольку в одном приборе необходимо совместить высокую угловую точность, присущую рентгенодифракционному эксперименту с возможностью энергодисперсионной регистрации электронной эмиссии. Однако, несмотря на свою специфику, связанную с особенностями регистрации медленных электронов, для измерения эмиссии НРКР-электронов под действием СВВ может быть использован дифракционный рентгеновский фотоэлектронный спектрометр (ДРФЭС) [3; 4; 7; 12]. Уникальное сочетание в ДРФЭС техники многокристалльной рентгеновской дифрактометрии и электронной спектроскопии, применение ЭВМ для сбора, накопления, обработки данных позволяют проводить энергодисперсионные измерения фотоэмиссии электронов в условиях брэгговской дифракции рентгеновских лучей с разрешениями по энергиям 1,5–2 процента и точностью углового перемещения образца не хуже 0,1 *угл. с* при остаточном давлении в рабочем номере  $10^{-6}$  Па, а также осуществить очистку поверхности образца.

Известны три модификации прибора ДРФЭС [3; 4; 7; 12]. В работах [3; 12] реализована трехкристалльная схема рентгеновской дифракции. Первый и второй кристаллы монохроматора, источник рентгеновского излучения установлены на параллельных направляющих и вынесены за пределы вакуумного объема рабочей камеры, где на гониометре торсионного типа размещены исследуемый кристалл, анализатор энергий и детектор электронов, кинетически жестко связанные друг с другом.

Для управления гониометром на боковой поверхности камеры установлено пять механизмов ввода движения в вакуум.

В работе [4] вместо торсионного применен специально разработанный вакуумный пьезогониометр. Это позволяет не только повысить точность перемещения образца, автоматизировать процесс юстировки, но и отказаться от применения вакуумных манипуляторов.

В качестве энергоанализатора электронов в обеих модификациях прибора использован анализатор типа сферического зеркала с идеальной угловой фокусировкой. Ось анализатора совмещена с нормалью к поверхности исследуемого объекта, а его фокус совмещен с областью рентгеновского дифракционного отражения.

В силу своей конструкционной простоты, наибольший интерес представляет третья модификация прибора [7], у которой в вакууме расположен только исследуемый кристалл и энергоанализатор электронов.

Основу прибора составляет специально разработанный в виде приставки к серийно выпускаемому трехкристальному рентгеновскому спектрометру (ТРС) [6] миниатюрный электронный спектрометр, установленный на верхней платформе гониометра ТРС.

Вакуумная камера электронного спектрометра включает в себя окна для ввода-вывода рентгеновского излучения и грузозащитное устройство. Исследуемый объект установлен в центре камеры на кристаллодержателе. На верхней и нижней его торцевых поверхностях, вдоль вертикальной оси камеры аксиально установлены два энергоанализатора типа электростатического сферического зеркала (по одному на каждой из торцевых поверхностей кристаллодержателя). При этом ось энергоанализаторов совмещена с поверхностью исследуемого объекта, а их фокусы сведены в точку, находящейся в области дифракционного отражения рентгеновских лучей. Такое расположение анализаторов позволяет регистрировать без ограничений по углам дифракции любые рентгеновские отражения, а по каналу фотоэмиссии – сигналы электронного выхода.

#### 4. Методика исследований

Взаимодействие рентгеновского излучения с веществом сопровождается эмиссией быстрых фото- и оже-электронов. Возникающие при этом в каскадных процессах истинно вторичные электроны (ИВЭ) дают интенсивный пик на РФЭС с энергией менее 50 эВ, поэтому при обработке аналитического сигнала необходимо производить учет фона замедленных фото- и оже-электронов, а главное – фона ИВЭ в рабочем диапазоне, соответствующем энергии НРКР-электронов.

Очевидно, чтобы лучше изучить роль ИВЭ, дающих значительный вклад в общий электронный выход, необходимо минимизировать другие эффекты, приводящие к выбросу электронов в низкоэнергетическую часть РФЭС, и в первую очередь процесс НРКР рентгеновских лучей.

Эмиссия истинно вторичных электронов под действием СВЧ из совершенных кристаллов кремния и кристаллов кремния с аморфной пленкой SiO<sub>2</sub> толщиной 180 нм на поверхности изучалась с помощью дифракционного рентгеновского фотоэлектронного спектрометра [12]. Анализатор типа сферического зеркала обеспечивал угловую фокусировку, ось которого совмещена с нормалью к поверхности исследуемого объекта, а фокус совмещен с областью рентгеновского дифракционного отражения.

Методика эксперимента состояла в измерении энергетического спектра электронов, выделении энергетической группы электронов и проведении одновременных измерений угловой зависимости выхода выделенных групп электронов и рентгеновского отражения в условиях дифракции рентгеновских лучей.

Случайные погрешности, связанные со статистикой счета рентгеновских фотонов и возбуждаемых ими электронов, несущих основную информацию о структуре кристалла, оптимизировались. Кривые дифракционного (111) отра-



жения (КДО), кривые выхода электронов (КВЭ) и энергетический спектр электронов (ЭСЭ) измерялись в двухкристальной схеме (1, -1) с асимметричным отражением (111) от кремниевого кристалла-монокроматора (фактор асимметрии  $B = 0,03$ ).

### 5. Результаты и их обсуждение

Для определения и учета фона замедленных фото- и оже-электронов, а также фона ИВЭ в рабочем диапазоне, соответствующем энергиям НРКР-электронов, проведены измерения выхода собственно рентгеновских фотоэлектронов и возбуждаемых ими истинно вторичных электронов различных энергий из совершенных кристаллов кремния и кристаллов с нарушенным поверхностным слоем. Типичные КДО и КВЭ различных энергий и соответствующее им ЭСЭ приведены на рисунках 3–5.

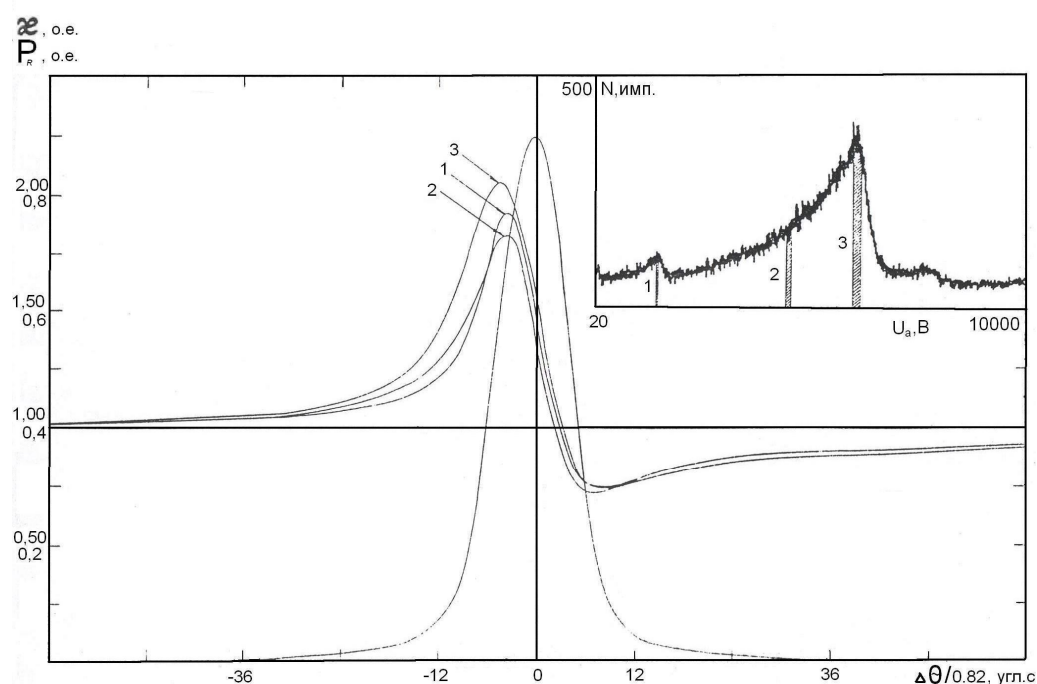


Рис. 3. Энергетический спектр электронов (на вставке), кривая дифракционного отражения и кривые выхода фотоэлектронов от совершенного кристалла Si, (111) – отражение, Cu  $K_{\alpha}$  – излучение, напряжения на анализаторе: 1)  $U_a = 1370$  В, 2)  $U_a = 4500$  В, 3)  $U_a = 5700$  В; диапазон напряжений 20–10 000 В

На энергетическом спектре фотоэлектронов от совершенного кристалла кремния (рис. 3) видны три пика, обусловленные KLL-оже-электронами, а также К- и L-фотоэлектронами (на рисунке выделены три группы электронов, которым

сопоставлены КВЭ). Положение вершин пиков соответствует кинетическим энергиям электронов, выходящих из кристалла с нулевыми потерями энергии (на длине свободного пробега). Из КВЭ с нулевыми потерями энергии получаем структурную информацию о слое с этой длиной. Например, кривая выхода оже-электронов первой группы (рис. 3) говорит о слое  $\sim 2$  нм, а К-фотоэлектронов о слое  $\sim 9$  нм. Фотоэлектроны второй группы, потерявшие начальную энергию, относятся к более глубоким слоям.

Для совершенного кристалла, структура которого не изменяется с глубиной, естественным является совпадение по форме и параметрам КВЭ различных энергий. Из рисунка 3 видно, что КВЭ и ЭСЭ различных энергетических групп 1–3 заметно отличаются друг от друга. Такой характер изменения КВЭ можно объяснить в случае кривой 1 существованием на поверхности тонкого разупорядоченного слоя толщиной несколько нанометров, а в случае кривой 2 – эффектом экстинкции. Использование энергетического анализа при измерении фотоэмиссии электронов позволяет даже на кристалле высокого совершенства выявить различие в структуре объема и поверхности кристалла. Высокую чувствительность к структурным нарушениям истинно вторичных электронов демонстрируют рисунки 4, 5.

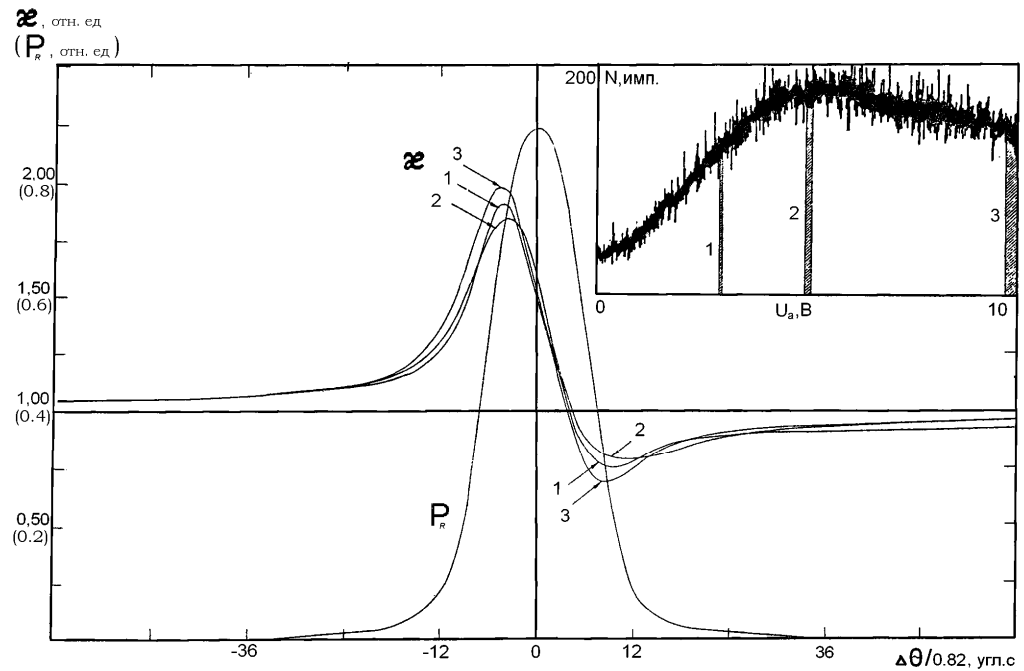


Рис. 4. Энергетический спектр электронов (на вставке), кривая дифракционного отражения и кривые выхода ИВЭ от совершенного кристалла Si, (111) – отражение,  $\text{Cu } K_{\alpha}$  – излучение, напряжения на анализаторе: 1)  $U_a = 3$  В, 2)  $U_a = 5$  В, 3)  $U_a = 10$  В; диапазон напряжений 0–10 В

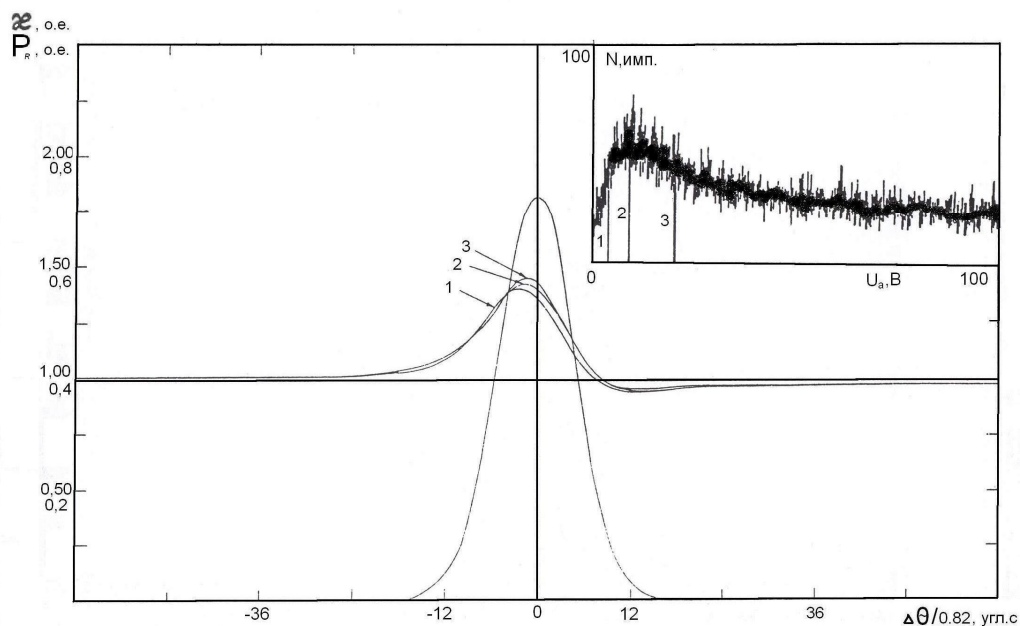


Рис. 5. Энергетический спектр электронов (на вставке), кривая дифракционного отражения и кривые выхода ИВЭ от кристалла Si с аморфной пленкой SiO<sub>2</sub> толщиной 180 нм, (111) – отражение, Cu K<sub>α</sub> – излучение, напряжения на анализаторе: 1) U<sub>a</sub> = 3,5 В, 2) U<sub>a</sub> = 8,6 В, 3) U<sub>a</sub> = 20 В; диапазон напряжений 0–100 В

Например, кривая выхода истинно вторичных электронов кремния с аморфной пленкой SiO<sub>2</sub> толщиной 180 нм на поверхности имеют форму, близкую к КДО (рис. 5), что связано с беспорядком в расположении атомов. Выход этих электронов в области полного отражения не зависит от положения СРВ, ибо равные доли атомов одновременно приходятся на узлы и пучности СРВ.

## 6. Заключение

Полученные экспериментальные результаты уточняют механизм процесса НРКР рентгеновского излучения и могут быть использованы для учета фона ИВЭ в рабочем диапазоне, соответствующем энергиям регистрируемых НРКР-электронов. Кроме этого, развитый подход к эмиссии НРКР-электронов под действием СРВ и сам ДРФЭС [3; 4; 7; 12] могут быть применены для развития нового метода структурной диагностики тончайших нарушенных слоев с использованием синхротронного излучения, который, с одной стороны, можно рассматривать как разновидность метода СРВ, а с другой – как новую модификацию НРКР-спектроскопии.

Впервые срочная публикация краткого варианта настоящей статьи была представлена в работе [8].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Афанасьев, А.М., Перегудов В.Н. [Текст] // Доклад АН СССР. – 1988. – Т. 301. – №5. – С. 1098.
2. Вудраф, Д. Современные методы исследования поверхности [Текст] / Д. Вудраф, Т. Делчар. – М. : Мир, 1989. – 568 с.
3. Гравшин, Ю.М. Дифракционный рентгеновский фотоэлектронный спектрометр [Текст] / Ю.М. Гравшин [и др.] // Электронная промышленность. – 1989. – Вып. 4. – С. 23–25.
4. Гравшин, Ю.М. Рентгеновский автоматизированный пьезогониометр, управляемый ЭВМ [Текст] / Ю.М. Гравшин [и др.] // Электронная промышленность. – 1989. – Вып. 4. – С. 25–27.
5. Жуковский, А.Н. Высокочувствительный рентгенофлюоресцентный анализ с полупроводниковыми детекторами [Текст] / А.Н. Жуковский, Г.А. Пшеничный, А.В. Мейер. – Л. : Наука, 1991. – 191 с.
6. Зельцер, И.А. Трехкристалльная рентгеновская дифрактометрия в исследовании тонких кристаллических слоев [Текст] / И.А. Зельцер [и др.]. // Электронная промышленность. – 1982. – Вып. 10–11. – С. 63–67.
7. Зельцер, И.А. Дифракционный рентгеновский фотоэлектронный спектрометр [Текст] : материалы всероссийского симпозиума по эмиссионной электронике, 17–19 сентября 1996 г. / И.А. Зельцер, О.Н. Крютченко. – Рязань, 1996. – С. 188–200.
8. Зельцер, И.А. Новые возможности нанодиагностики структуры поверхности с помощью стоячих рентгеновских волн в условиях непрерывного резонансного комбинационного рассеяния рентгеновского излучения [Текст] / И.А. Зельцер, С.А. Кукушкин, Е.Н. Моос // Письма в ЖТФ. – 2008. – Т. 34. – Вып. 13. – С. 56–61.
9. Зигбан, К. Электронная спектроскопия [Текст] / К. Зигбан [и др.]. – М. : Мир, 1971. – 493 с.
10. Ковальчук, М.В. Рентгеновские стоячие волны – новый метод исследования структуры кристаллов [Текст] / М.В. Ковальчук, В.Г. Кон // УФН. – 1986. – Т. 149. – Вып. 1. – С. 69–103.
11. Ковальчук, М.В. Вакуумная приставка для исследования структуры поверхностных слоев полупроводников методом стоячих рентгеновских волн в случае фотоэлектронной эмиссии [Текст] / М.В. Ковальчук, Ю.Н. Шилин // Электронная техника. – Серия 6 : Материалы. – 1985. – Вып. 3 (202). – С. 38–41.
12. Ковальчук, М.В. Дифракционный вакуумный рентгенофотоэлектронный спектрометр [Текст] / М.В. Ковальчук [и др.] // ПТЭ. – 1987. – Т. 3. – С. 191–195.
13. Cullie J., Sparks C.J. [Text] // Phys. Rev. Lett. – 1974. – Vol. 33. – P. 262.
14. Durbin, S.M. Measurement of the silicon (111) Surface Contraction [Text] / S.M. Durbin [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1985. – Vol. 56. – № 3. – P. 236–239.
15. Durbin, S.M. X-ray standing – wave determination of Surface structure: Au in Si (111) [Text] / S.M. Durbin [et al.] // Phys. Rev. B. – 1986. – Vol. 33. – № 6. – P. 4402–4405.
16. Eisenberger P., Platman P., Winick H. [Text] // Phys. Rev. Lett. – 1976. – Vol. 36. – P. 623.
17. Kodre A.F., Shafroth S.M. [Text] // Phys. Rev. A. – 1979. – Vol. 19. – № 2. – P. 675.
18. Sparks C.J. [Text] // Congress conf. organized by the Comission on crystallography apparatus of the Intern union of crystallography and held. – 1976, 22–26 April. – P. 175.

