

И.А. Зельцер, Е.Н. Моос

ИСТИННО-ВТОРИЧНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ПРИ БРЭГГОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В КРИСТАЛЛАХ С НАРУШЕННЫМ ПОВЕРХНОСТНЫМ СЛОЕМ

Проведены теоретико-экспериментальные исследования истинно-вторичной электронной эмиссии при брэгговской дифракции рентгеновских лучей в кристаллах с нарушенным поверхностным слоем. Продемонстрирована возможность использования истинно вторичных электронов для структурно-чувствительной спектроскопии поверхности конденсированных сред с помощью стоячих рентгеновских волн.

брэгговская дифракция, истинно-вторичные электроны, Оже-электроны, рентгеновские лучи, стоячая волна, фотоэлектроны, эмиссия.

1. Введение

Взаимодействие рентгеновского излучения с веществом сопровождается образованием быстрых фото- и Оже-электронов (эмиссия этих электронов называется собственно рентгеновским фотоэффектом), которые в свою очередь, взаимодействуя с электронами твердого тела, образуют медленные ($E \leq 50$ эВ) истинно вторичные электроны (ИВЭ) [2].

В настоящее время задача извлечения информации о структуре нарушенного слоя на основе измерения собственно рентгеновского фотоэффекта при брэгговской дифракции рентгеновских лучей успешно решена [1; 7; 8; 11]. Однако возможность использования явления истинно-вторичной электронной эмиссии (ИВЭЭ) в условиях образования в кристалле стоячих рентгеновских волн (СРВ) для извлечения подобного рода информации ранее не рассматривалась. Здесь нами предпринята попытка в какой-то степени заполнить имеющийся пробел.

2. Теория

Как известно, вектор электрического поля рентгеновской волны в области углов, соответствующих брэгговской дифракции, представляет собой суперпозицию двух плоских волн с волновыми векторами

$$\vec{k}_h = \vec{k}_0 + \vec{h},$$

где \vec{h} – вектор обратной решетки идеального кристалла. В нарушенном слое амплитуды E_0 и E_h двух плоских волн оказываются слабо зависящими от z и удовлетворяют системе дифференциальных уравнений Тагаки [1].

Предположим, что процесс эмиссии ИВЭ при брэгговской дифракции рентгеновских лучей из кристалла с нарушенным поверхностным слоем состоит из нескольких независимых стадий и воспользуемся для пояснения рисунком 1.

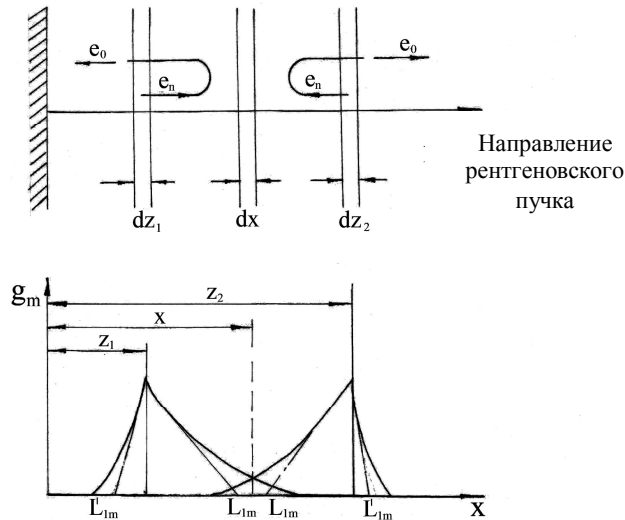


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая процесс эмиссии ИВЭ и пространственное распределение энергии, унесенной фотоэлектронами, рожденными в слоях dz_1, dz_2 ; L_{1m}, L'_{1m} – диффузионные длины соответственно прямого и обратно рассеянного потоков электронов

Первая стадия: рождение быстрых собственно рентгеновских электронов (фотоэлектронов).

Число фотоэлектронов dN_{1m}^S группы m , выбитых из слоя dz на глубине z с единицы площади в единицу времени, равно числу рентгеновских квантов в s -м состоянии поляризации. Тогда

$$dN_{1m}^S = \frac{dW_m^S(z, \theta)}{\eta\omega}, \quad (1)$$

где dW_m^S – поглощенная энергия электромагнитного поля, равная разности входящих и выходящих потоков для слоя dz , $\eta\omega$ – энергия рентгеновского кванта.

Формула для $\frac{dW_m^S}{dz}$ уже была получена в работе [1]. В нее входят усредненные параметры нарушенного слоя: $\vec{U}(z)$ – среднее смещение атомных плоскостей

по отношению к их положениям в идеальном кристалле, $e^{-W(z)}$ – статический фактор Дебая – Валлера, характеризующий случайные смещения атомов из их равновесных положений в плоскости [1].

Вторая стадия: выход фотоэлектронов на поверхность кристалла в вакуум и рождение ИВЭ в результате торможения фотоэлектронов и передачи части их энергии электронам вещества.

Общий выход фотоэлектронов, как известно [1], дается интегралом

$$N_1^S(\theta) = \sum_m \int_0^\infty P_m(z) \frac{dN_{1m}^S(z, \theta)}{dz} dz, \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \frac{dN_{1m}^{(s)}(z, \theta)}{dz} = & \frac{c}{8\pi} \frac{\mu_{0m}}{\eta\omega} \left\{ |E_{0s}(z, \theta)|^2 + |E_{hs}(z, \theta)|^2 + \right. \\ & \left. + 2 \operatorname{Re} \left[E_{0s}^*(z, \theta) E_{hs}(z, \theta) \frac{\chi_{ih}^{(s)}(m)}{\chi_{io}(m)} \exp(i\varphi(z) - w(z)) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь θ – переменный угол между направлением падающей волны \vec{k}_0 и плоскостями отражения, $\varphi(z) = \vec{h}\vec{U}(z)$, c – скорость света, $P_m(z)$ – вероятность выхода электронов группы m на поверхность.

Величины $\chi_{io}(m)$ и $\chi_{ih}^{(s)}(m)$ представляют собой вклад в мнимую часть Фурье-компонент поляризуемости кристалла от процессов поглощения рентгеновского кванта s -й поляризации и последующего вылета фотоэлектрона группы m . При этом величина $\mu_{0m} = (2\pi/\lambda)\chi_{io}(m)$ равна вкладу от указанных процессов в полный коэффициент поглощения рентгеновских лучей. В случае неполяризованного излучения выражение (2) следует просуммировать по состояниям поляризации.

При расчетах удобно представление $P_m(z)$ в виде

$$P_m(z) = e^{-\frac{z}{L_{1m}}}, \quad (4)$$

где L_{1m} – глубина выхода фотоэлектронов группы m .

Число ИВЭ dn_{2m}^S , образующихся в слое dx на глубине x в единицу времени с единицы площади за счет фотоэлектронов группы m , рождающихся на глубинах $x = z_1, z_2$, определяется выражением

$$dn_{2m}^S = \frac{1}{2E_0} \frac{dW_m^S}{dz} g_m(x, z) dz, \quad (5)$$

где E_0 – энергия образования одного ИВЭ, $g_m(x, z)$ – пространственное распределение энергии, унесенной фотоэлектронами, рожденными в слоях dz_1, dz_2 , которое может быть получено при рассмотрении фотоэлектронов, как диффундирующих из плоского источника, локализованного на глубине z [12].

Будем пренебрегать обратным рассеянием электронов, что вполне оправдано для материалов с низким z . Решая уравнение диффузии для плоского источника, получаем:

$$g_m(x, z) = \begin{cases} c_1 e^{-\frac{x-z}{L_{1m}}}, & \text{при } 0 \leq z \leq x, \\ c_2 e^{-\frac{x-z}{L}}, & \text{при } x \leq z \leq \infty, \end{cases} \quad (6)$$

где L_{1m} – диффузионная длина, зависящая от начальной кинетической энергии диффундирующих электронов и характеризующая глубину области, на которой электрон теряет свою энергию, то есть L_{1m} – глубина выхода фотоэлектрона группы m .

Тогда общее число ИВЭ, образовавшихся на глубине x , дается интегралом

$$n_2^S(x, \theta) = \sum_m \int_0^\infty \frac{1}{2E_0} \frac{dW_m^S}{dz} g_m(x, z) dz. \quad (7)$$

или с учетом (1) получаем

$$n_2^S(x, \theta) = \sum_m \int_0^\infty \frac{\hbar\omega}{2E_0} \frac{dN_{1m}^S}{dz} g_m(x, z) dz. \quad (8)$$

При подстановке (6) в (8) интеграл (8) разбивается на два:

$$n_2^S(x, \theta) = \sum_m \int_0^x e^{-\frac{x-z}{L_{1m}}} \frac{\hbar\omega}{2E_0} \frac{dN_m^S}{dz} dz + \sum_m \int_x^\infty e^{-\frac{x-z}{L_{1m}}} \frac{\hbar\omega}{2E_0} \frac{dN_m^S}{dz} dz. \quad (9)$$

Третья стадия: выход ИВЭ к поверхности кристалла в вакуум.

Физическая картина движения ИВЭ в твердом теле более похожа на диффузию электронов в газе, чем на движение электронов проводимости сквозь периодическую решетку [12]. При этом главным типом взаимодействия, определяющим глубину выхода ИВЭ, является электрон-электронное взаимодействие. Длина электрон-фононного рассеяния значительно превышает длину электрон-электронного рассеяния. Оправданным является диффузионное приближение, когда твердое тело рассматривается как скопление атомов, на которых сечение рассеяния электронов подобно сечению для атомов газа. Оно подтверждается одинаковостью потерь энергии электронами в парах металла и фольгах.

В рамках диффузионного приближения выражение для вероятности выхода электрона с глубины x имеет следующий вид:

$$P_2(x) = \tau A \exp(-x/L_2). \quad (10)$$

Здесь параметр L_2 имеет порядок средней длины электрон-электронного рассеяния. Постоянная A определяется распределением начальной скорости ИВЭ и средним числом неупругих соударений. Для симметричного распределения начальных направлений относительно плоскости, параллельной поверхности тела, и среднего числа неупругих соударений $n_{in} = 2-5$ значение $A = 0,6$.

Константа τ выражает вероятность того, что электрон, пришедший к поверхности изнутри твердого тела, сможет выйти в вакуум. Так как энергия ИВЭ выше уровня вакуума, отражение вследствие изменения коэффициента преломления волны, соответствующей электрону, на границе мало в сравнении с чисто электростатическим отражением электрона от поверхности потенциального барьера. Истинно вторичные электроны образуются в объеме твердого тела, где средний потенциал отличается от потенциала на границе с вакуумом. Разница потенциалов обусловлена дипольным поверхностным слоем, который возникает вследствие асимметрии электронного облака у поверхностного слоя атомов. Этот поверхностный дипольный потенциал может рассматриваться как часть полной работы выхода электрона, представляющая собой разницу энергий между наивысшим заполненным уровнем и средним потенциалом внутри твердого тела. Эта часть работы выхода Φ_D – объемное свойство твердого тела и не зависит от поверхностных условий. Значение Φ_D для металлов оценивается в 0,1–0,5 эВ. Величина Φ_D мала в сравнении с полной работой выхода. Для изотропного распределения электронов, приближающихся к однородному поверхностному потенциальному барьеру, величина τ выражается соотношением

$$\tau = 1 - \left[\Phi_D / (\bar{E}_2 + \Phi_D) \right]^{1/2}, \quad (11)$$

где \bar{E}_2 – средняя энергия ИВЭ относительно уровня вакуума. Выбирая $E_2 = 6-8$ эВ, автор [12] получает $\tau = 0,8-0,9$, что дает $\tau A \approx 1/2$.

В диффузионной теории [12] для параметра L_2 при изотропном рассеянии получено выражение $L_2 = \left(\frac{1}{3} \lambda_{SA} \lambda_{SC} \right)^{1/2}$, где λ_{SC} – средняя длина пробега неупругого рассеяния, λ_{SA} – средняя длина пробега до поглощения. Полагая $\lambda_{SA} = \bar{n}_C \lambda_{SC}$, получаем $L_2 = \left(\frac{1}{3} \bar{n}_C \right)^{1/2} \lambda_{SC}$. При $\bar{n}_C = 2-5$ $L_2 \approx \lambda_{SC}$. Значение λ_{SC} определяется полным сечением взаимодействия медленного электрона с атомом, равным по порядку величины геометрическому сечению атома: $\sigma_{SC} = \alpha \sigma_g$. Величина σ_g – геометрическое сечение внешней заполненной оболочки, определяемое так называемым ковалентным радиусом; α – константа, очень слабо меняющаяся с энергией электрона. Так как

$$\lambda_{sc} = \frac{1}{\alpha N \sigma_g}, \text{ то } L_2 = \frac{1}{\alpha' N \sigma_g}; \alpha' = \left(\frac{3}{\bar{n}_c} \right)^{\frac{1}{2}} \alpha. \quad (12)$$

Эмпирическое значение α' , по данным [12], равно 0,23.

Таким образом, для выхода dN_2^S из тонкого слоя dx , расположенного на глубине x , можно записать:

$$dN_2^S(x, \theta) = P_2(x) n_2^S(x, \theta) dx. \quad (13)$$

Полный выход ИВЭ дается интегралом вида

$$N_2^S(\theta) = \int_0^{\infty} P_2(x) n_2^S(x, \theta) dx. \quad (14)$$

Отметим, что формула (10) дает усредненную по энергиям вероятность выхода ИВЭ на поверхность кристалла с глубины x . По-видимому, в рамках диффузионного приближения [12] вероятность выхода ИВЭ группы n с глубины x можно представить в следующем виде:

$$P_{2n}(x) = \tau_n A_n e^{-\frac{x}{L_{2n}}}. \quad (15)$$

Здесь параметры τ_n , A_n , L_{2n} имеют тот же физический смысл, что и в (10), хотя и относятся к ИВЭ определенной группы n .

Тогда полный выход ИВЭ группы n определится как

$$N_{2n}^S(\theta) = \int_0^{\infty} P_{2n}(x) n_2^S(x, \theta) dx. \quad (16)$$

Предположим, что функция плотности возбуждения $n_2^S(x, \theta)$ слабо изменяется по глубине x по сравнению с функциями вероятностей выхода $P_2(x)$ и $P_{2n}(x)$ и равна $n_2^S(0, \theta)$. Это приближение физически вполне оправдано, если в эксперименте удовлетворяются следующие условия:

$$L_2 \ll L_{1m}, \quad (17)$$

$$L_2 \ll L_H \ll L_{ex}, \quad (18)$$

где L_n – толщина нарушенного слоя, L_{ex} – длина экстинкции.

В этом приближении первый интеграл выражения (9) будет равен нулю, а величина значения второго окажется прямо пропорциональной общему выходу

фотоэлектронов $N_1^S(\theta)$. Тогда нормированные выходы ИВЭ $\zeta(\theta) = \frac{n_2^S(\theta)}{n_2^S(\infty)}$

и $\zeta_{2n}(\theta) = \frac{n_{2n}^S(\theta)}{n_{2n}^S(\infty)}$ с точностью до постоянных множителей будут равны

$$\zeta_2(\theta) = \zeta_1(\theta), \quad (19)$$

$$\zeta_{2n}(\theta) = \zeta_1(\theta), \quad (20)$$

где
$$\zeta_1(\theta) = \frac{N_1^S(\theta)}{N_1^S(\infty)}. \quad (21)$$

Таким образом, в первом приближении форма угловой зависимости ИВЭ должна соответствовать форме угловой зависимости выхода фотоэлектронов, полученной в интегральном режиме в условиях задержки ИВЭ.

Однако, поскольку условие (17) невозможно выполнить для фото- и Ожэ-электронов, выходящих на поверхность кристалла с нулевыми потерями, так как для них $L_2 \approx L_{1m}$, а также при локализации структурных нарушений на поверхности кристалла, когда $L_2 \approx L_H$, то форма кривой выхода ИВЭ должна в принципе отличаться от формы кривой выхода фотоэлектронов, полученной в интегральном режиме регистрации в условиях задержки ИВЭ. Более точный расчет кривой выхода ИВЭ требует применения численных методов и компьютерного анализа.

3. Эксперимент и его обсуждение

С целью изучения ИВЭЭ в условиях брэгговской дифракции рентгеновских лучей на дифракционном рентгеновском фотоэлектронном спектрометре, представленном в работах [3; 4; 9], проведены измерения выхода собственно рентгеновских фотоэлектронов и возбуждаемых ими ИВЭ различных энергий из совершенных кристаллов кремния и кристаллов кремния с нарушенным поверхностным слоем.

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

Кривые дифракционного (111) отражения (КДО) и кривые выхода электронов (КВЭ), энергетический спектр электронов (ЭСЭ) измерялись по двухкристалльной схеме (1, -1) с асимметричным отражением (111) от кремниевого кристалла-монокроматора (фактор асимметрии $B = 0,03$). Все измерения проводились при давлении в рабочей камере 10^{-6} Па.

Типичные КДО и КВЭ различных энергий и соответствующее им ЭСЭ приведены на рисунках 1–3.

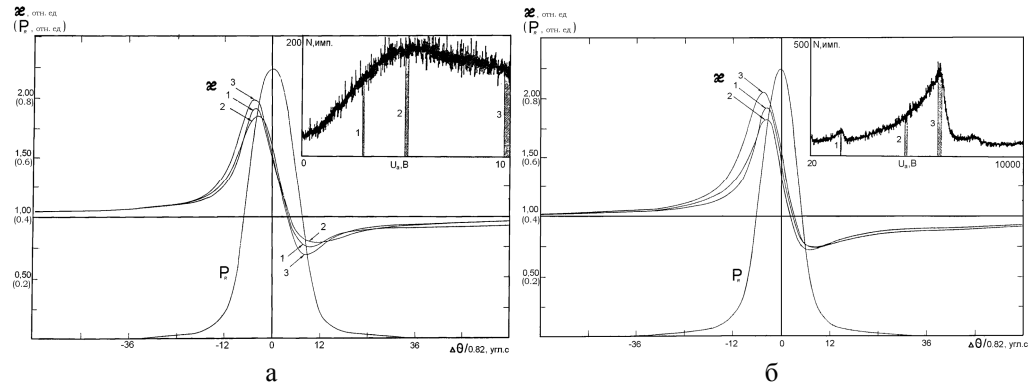


Рис. 1. Энергетический спектр электронов (на вставке), кривая дифракционного отражения ($P_R(\Delta\theta)$) и кривые выхода а) фото- и б) истинно-вторичных электронов ($\alpha(\Delta\theta)$) от совершенного кристалла Si, (111) – отражение, Cu K α – излучение; напряжение на анализаторе: а) 1 – $U_a = 1370$ В, 2 – $U_a = 4500$ В, 3 – $U_a = 5700$ В; б) 1 – $U_a = 3$ В, 2 – $U_a = 5$ В, 3 – $U_a = 10$ В

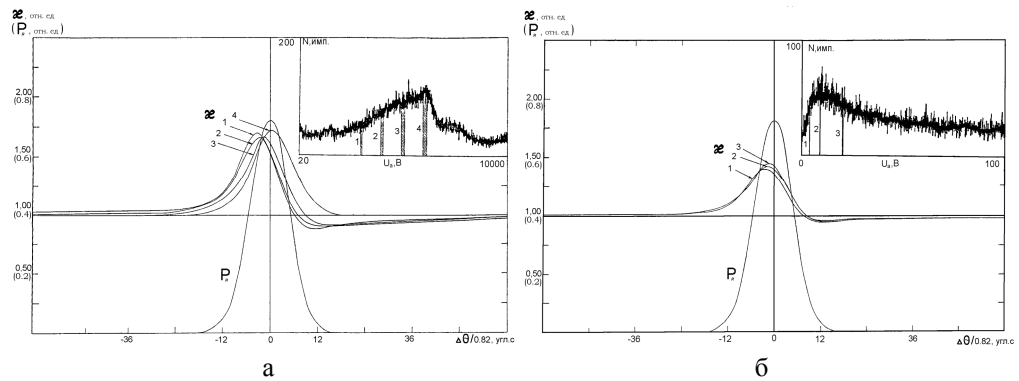


Рис. 2. Энергетический спектр электронов (на вставке), кривая дифракционного отражения ($P_R(\Delta\theta)$) и кривые выхода а) фото- и б) истинно-вторичных электронов ($\alpha(\Delta\theta)$) от кристалла Si с аморфной пленкой SiO₂ толщиной 1800 Å, (111) – отражение, Cu K α – излучение; напряжение на анализаторе: а) 1 – $U_a = 3000$ В, 2 – $U_a = 4000$ В, 3 – $U_a = 5000$ В, 4 – $U_a = 6000$ В; б) 1 – $U_a = 3,5$ В, 2 – $U_a = 8,6$ В, 3 – $U_a = 20$ В

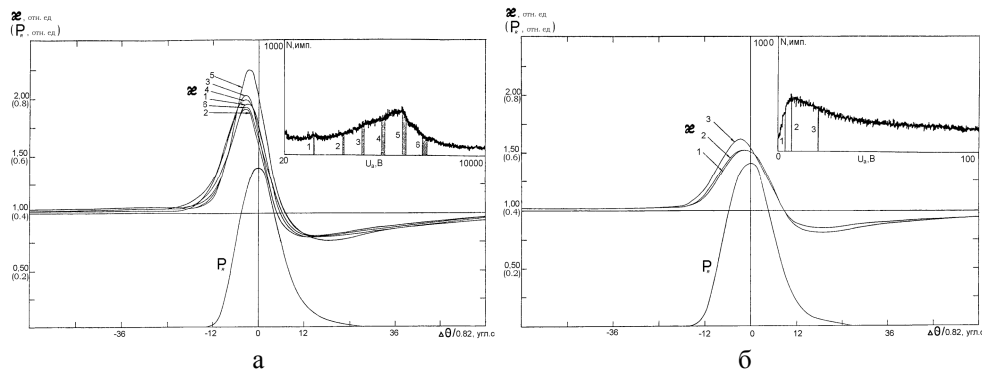


Рис. 3. Энергетический спектр электронов (на вставке), кривая дифракционного отражения ($P_R(\Delta\theta)$) и кривые выхода а) фото- и б) истинно-вторичных электронов ($\alpha(\Delta\theta)$) от кристалла Si, легированного ионами B_{11}^+ , энергией 100 кэВ, дозой 100 мк Кл/см² и отожженного при 300 °С в течение 20 минут; (111) – отражение, Cu K α – излучение; напряжение на анализаторе: а) 1 – $U_a = 1500$ В, 2 – $U_a = 3000$ В, 3 – $U_a = 4000$ В, 4 – $U_a = 5000$ В, 5 – $U_a = 6000$ В, 6 – $U_a = 7000$ В; б) 1 – $U_a = 3,5$ В, 2 – $U_a = 7$ В, 3 – $U_a = 20$ В

На энергетическом спектре рентгеновских фотоэлектронов от совершенного кристалла кремния (рис. 1а) отчетливо видны три линии, которые обусловлены KLL Оже-электронами и K , L -фотоэлектронами кремния. Энергетическое положение вершин пиков соответствует кинетическим энергиям электронов, выходящих на поверхность кристалла с нулевыми потерями энергии. Выход этих электронов наиболее вероятен из близлежащих к поверхности слоев толщиной, приблизительно равной длине свободного пробега (ДСП) при неупругих столкновениях электронов. Поэтому при регистрации КВЭ, выходящих в вакуум с нулевыми потерями энергии, мы получаем структурную информацию о слое, толщина которого приблизительно равна их ДСП. В случае кривой выхода Оже-электронов 1 (рис. 1а) получаем информацию о близлежащем к поверхности кристалла слое толщиной, приблизительно равной 2 нм. Кривая выхода K -фотоэлектронов – 3 (рис. 1а) несет информацию о слое толщиной около 9 нм. Что касается фотоэлектронов, входящих в группу 2 (рис. 1а), то они, двигаясь к поверхности кристалла, теряют часть своей первоначальной энергии в столкновениях и поэтому относятся с наибольшей вероятностью к более глубоким слоям. Следовательно, кривая выхода 2 (рис. 1а) позволяет судить о структуре более толстого слоя, чем кривые 1, 3.

Естественным результатом для совершенного кристалла, структура которого не изменяется с глубиной, является совпадение по форме и параметрам КВЭ различных энергий.

Однако, как видно из рисунка 1а, КВЭ 1, 2, 3, полученные при регистрации электронов различных энергетических групп 1, 2, 3 ЭСЭ, заметно отлича-

ются друг от друга. Так, например, величина максимального выхода α_{max} уменьшается при переходе от регистрации электронов, входящих в группу 3 (КВЭ – 3), к электронам 1-й и 2-й групп (КВЭ – 1, 2), причем параметры кривой 3 хорошо согласуются с теоретическими данными для совершенного кристалла кремния. Такой характер изменения КВЭ можно объяснить в случае кривой 1 существованием на поверхности тонкого разупорядоченного слоя толщиной несколько долей нанометра, а в случае кривой 2 – эффектом экстинкции.

Следовательно, использование энергетического анализа при измерении собственно рентгеновской фотоэмиссии электронов в условиях дифракции рентгеновского излучения позволило даже на кристалле высокого совершенства выявить различие в структуре самого кристалла и сверхтонкого поверхностного слоя.

Настоящий способ анализа структуры приповерхностных областей кристаллов получил название селективного по глубине метода СРВ или метода дифракционной рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии [1; 4; 7; 8; 11].

Возможности селективного по глубине метода СРВ наглядно демонстрируют рисунки 2а, 3а, на которых изображены ЭСЭ, КВЭ и КДО, полученные от кристалла кремния с аморфной пленкой SiO_2 толщиной 180 нм на поверхности (рис. 2а). Выявляются их особенности для кристалла кремния после имплантации в его приповерхностную область ионов бора с последующим отжигом (рис. 3а). На рисунках 2а, 3а видно, что форма КВЭ связана с видом, существенно изменяется от вида технологического воздействия и энергии регистрируемых электронов (а следовательно, глубины выхода). Таким образом, производя энергодисперсионные измерения кривых выхода (КВ) собственно рентгеновских фото- и Оже-электронов, мы фактически получаем информацию о структуре нарушенных слоев, расположенных на различной глубине исследуемого кристалла.

В отличие от случая фотоэлектронной эмиссии (ФЭЭ) использование ИВЭЭ, возбуждаемой СРВ (рис. 1б, 2б, 3б) для послойного анализа, проблематично, так как ИВЭ образуются в результате «каскадных» процессов потери энергии рентгеновских электронов, и поэтому их КВ должны в первом приближении с точностью до постоянного множителя соответствовать интегральным по энергиям КВЭ, полученным в условиях задержки ИВЭ. Вследствие большого числа случайных столкновений, происходящих с момента образования рентгеновских электронов до конечного выхода истинно-вторичных электронов с поверхности кристалла в вакуум, последние не несут информацию о первичных (рентгеновских) электронах. Поэтому форма энергетического и углового распределений (рис. 1б, 2б, 3б) ИВЭ почти не зависит от энергии и направления падения рентгеновских фото- и Оже-электронов.

Высокую чувствительность к структурным нарушениям КВ ИВЭ наглядно демонстрируют рисунки 1б, 2б, 3б. Например, КВ ИВЭ от кристалла кремния с аморфной пленкой SiO_2 толщиной 180 нм поверхности имеют форму, близкую к КДО (рис. 2б). Это связано с тем, что в положении атомов пленки нет порядка, поэтому выход ИВЭ в области полного отражения не зависит от положения СРВ, так как равные доли атомов одновременно приходятся на узлы и пучности СРВ.

Возможна более простая, но интегральная по энергиям регистрируемых электронов схема измерения ИВЭЭ в условиях динамической дифракции рентгеновских лучей.

На примере исследования структурных нарушений, образованных в ходе ионной имплантации и диффузионного легирования бора в приповерхностных слоях гомоэпитаксиальных структур кремния, демонстрируются возможности аппаратной реализации измерения ИВЭЭ на базе трехкристального рентгеновского спектрометра [5], оснащенного вакуумной приставкой [10].

Угловые зависимости фотоэмиссии и рентгеновского отражения (рис. 4) измерялись при брэгговской дифракции (111) по схеме двухкристального спектрометра с асимметричным кремниевым монохроматором (фактор асимметрии $V = 0,03$).

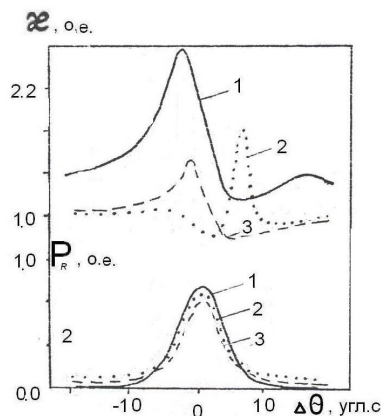


Рис. 4. Угловые зависимости выхода ИВЭ φ и отражение P_R кристаллов Si: 1 – эпитаксия, 2 – диффузия В, 3 – имплантация B^+ .

Регистрация угловой зависимости выхода ИВЭ производилась по КВ, определяемой путем вычитания из интегральной по энергиям электронов кривой угловой зависимости фотоэмиссии такой же кривой, но снятой в условиях задержки ИВЭ ($U_3 = -50$ В). Использовалось $Cu K_{\alpha 1}$ излучение. Полученные экспериментальные данные также демонстрируют высокую структурную чувствительность кривых выхода ИВЭ.

Форма КВ ИВЭ претерпевает значительные изменения в зависимости от вида технологической обработки. Форма КДО, напротив, демонстрируют слабую структурную чувствительность к изменению вида обработки.

4. Заключение

Таким образом, интегральные и энергодисперсионные измерения ИВЭЭ в условиях динамической дифракции рентгеновских лучей являются эффективным средством изучения структуры тонких нарушенных слоев и представляет собой по сути новую модификацию метода СРВ, изучение возможностей которого требует дополнительного рассмотрения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Афанасьев, А.М. Внешний фотоэффект при дифракции рентгеновских лучей в кристалле с нарушенным поверхностным слоем [Текст] / А.М. Афанасьев, В.Г. Кон // Журнал экспериментальной и технической физики. – 1978. – Т. 74, вып. 1. – С. 300–313.
2. Бронштейн, М.М. Вторичная электронная эмиссия [Текст] / М.М. Бронштейн, Б.С. Фрайман. – М. : Наука, 1969. – 408 с.
3. Гравшин, Ю.М. Дифракционный рентгеновский фотоэлектронный спектрометр [Текст] / Ю.М. Гравшин [и др.] // Электронная промышленность. – 1989. – Вып. 4. – С. 23–25.
4. Зельцер, И.А. Субатомная диагностика квазидвумерных структур в методе стоячих рентгеновских волн [Текст] / И.А. Зельцер, Е.Н. Моос. – Рязань : Интермет, 2010. – Ч. 1. – 233 с.
5. 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.
6. Ковалев, В.П. Вторичные электроны [Текст]. – М. : Энергоиздат, 1987. – 175 с.
7. Ковальчук, М.В. Рентгеновские стоячие волны – новый метод исследования структуры кристаллов [Текст] / М.В. Ковальчук, В.Г. Кон // Успехи физических наук. – 1986. – Т. 149, вып. 1. – С. 69–103.
8. Ковальчук, М.В. Органические наноматериалы, наноструктуры и нанодиагностика [Текст] // Вестник РАН. – 2003. – Т. 73, № 5. – С. 405–415.
9. Ковальчук, М.В. Дифракционный вакуумный рентгенофотоэлектронный спектрометр [Текст] / М.В. Ковальчук [и др.] // Приборы и техника эксперимента. – 1987. – Т. 3. – С. 191–195.
10. 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.
11. Кон, В.Г. Программа расчета параметров рассеяния, используемых в методе стоячих рентгеновских волн [Текст] // Кристаллография. – 2006. – Т. 51, № 6. – С. 1001–1005.
12. Sternglass, E.G. Theory of secondary electron emission under electron bombardment [Text] // Phys. Rev. – 1957. – Vol. 108. – P. 1–9.