

УДК 543.428

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТОЛЩИН МОНОСЛОЙНЫХ ПОКРЫТИЙ, ПОДВЕРЖЕННЫХ ИОННОМУ ВОЗДЕЙСТВИЮ, МЕТОДАМИ РФЭС

© 2023 г. В. П. Афанасьев^а, *, Л. Г. Лобанова^а, Д. Н. Селяков^а, М. А. Семенов-Шефов^а

^аНациональный исследовательский университет “МЭИ”, Москва, 111250 Россия

*e-mail: v.af@mail.ru

Поступила в редакцию 15.01.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

Принята к публикации 24.03.2023 г.

Проведено исследование образцов монокристалла кремния, покрытого нанослоями золота. Образцы получены двумя методами: напылением золота с использованием пучка Xe^+ с начальной энергией 7 кэВ и методом термического осаждения. Выполнен предварительный анализ образцов на основе расшифровки энергетических спектров отраженных протонов с начальной энергией 25 кэВ. Методами рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (Angle Resolved XPS) определены толщины покрытий золота на кремнии. Анализ образцов с использованием рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии выполнен на основе сравнения интенсивностей максимумов $\text{Au } 4f$ и $\text{Si } 2p$, измеренных при разных углах детектирования фотоэлектронов. Вычисления, выполненные традиционными методами, указывают на заметную зависимость расчетной толщины золотого покрытия от угла визирования для случая монослойных и субмонослойных покрытий. Показано, что подобное расхождение возможно, если золото осело на кремний в виде кластеров, образующих островки, а не в форме сплошного однородного покрытия. Обсуждена возможность движения островков из золота относительно кремния в верхних слоях кремния, которые были подвержены протонной бомбардировке под скользящими углами к поверхности.

Ключевые слова: рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия, кластеры, островковые покрытия, радиационно-стимулированная диффузия.

DOI: 10.31857/S102809602311002X, **EDN:** DSUIPP

ВВЕДЕНИЕ

Спектроскопия, основанная на расшифровке энергетических спектров ионов с энергией в несколько кэВ, отраженных от исследуемых образцов (Low Energy Ion Spectroscopy, LEIS), успешно используется для качественного и количественного анализа поверхностей [1–7]. Для апробации новых количественных методов LEIS необходимо иметь независимые методики анализа поверхности образцов. В настоящей работе использована методика определения толщин покрытий, отработанная в рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС), основанная на анализе интенсивностей пиков, сформированных фотоэлектронами с характеристическими энергиями подложки и покрытия (Overlayer Thickness Determination, OLTД) [8, 9]. Для анализа РФЭС-сигналов было применено приближение прямолинейных траекторий (Straight Line Approximation, SLA) [8]. В настоящей работе вклад многократного упругого рассеяния, приводящего к эффекту “поворота тела яркости” [10], не будет рассмотрен, во-первых, потому что это повлияет только на количественный, но не на качественный результат расчетов; во-

вторых, нас интересуют монослойные покрытия, толщина которых много меньше транспортного пробега. Подробному учету влияния эффектов многократного упругого рассеяния на угловое распределение фотоэлектронов посвящены работы [11, 12]. Из работ [11, 12] следует, что для получения точной количественной информации необходим учет эффекта “поворота тела яркости” [12], так как влияние подстилающей поверхности необходимо учитывать при интерпретации результатов РФЭС анализа на основе рассмотрения спектров характеристических потерь энергии. Для получения необходимой информации об объекте в настоящей работе использована РФЭС-методика с угловым разрешением [8].

ЭКСПЕРИМЕНТ

Подробную информацию о подготовке используемых в работе образцов можно найти в [1]. Эксперимент по определению толщины покрытия проведен на установке SPECS в лаборатории AIC (Analytical Instrumentation Center) на базе Венского технического университета. Был при-

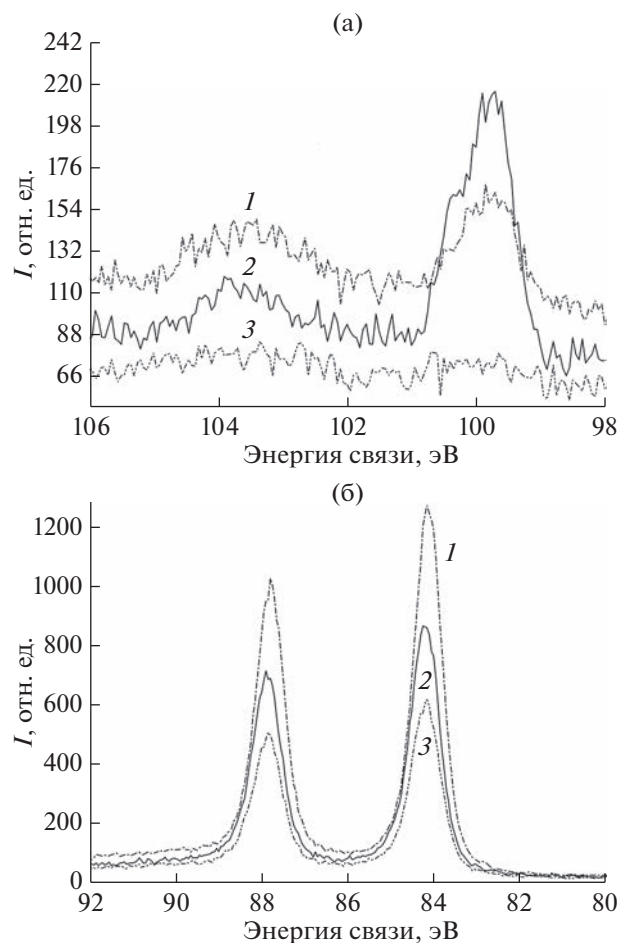


Рис. 1. РФЭС-спектры Au/Si: а — пики Si $2p_{3/2}$ и Si $2p_{1/2}$ (а) и пики Au $4f_{7/2}$ и Au $4f_{5/2}$ (б), измеренные при углах детектирования 63° (1), 27° (2), 75° (3).

менен монохроматический источник рентгеновского излучения U-Focus 350 с MgK_α -анодом и с возможностью изменять диаметр пучка от 40 до 500 мкм. Энергоанализатором служил Phoibos 150 WAL с 2D-детектором задержки. Данная установка позволила получить энергетические спектры образцов, представленные на рис. 1, снятые под углами 27° , 39° , 51° , 63° и 75° относительно нормали к образцам. Используемый энергоанализатор позволяет провести подобные измерения без поворота его оси. Для уточнения результатов была проведена серия экспериментов на установке KRATOS Axis Ultra DLD. Угол детектирования меняли только за счет поворота образца. На рис. 2 представлены РФЭС-спектры, выполненные при углах детектирования $\theta = 0^\circ$ и 70° . Спектры на рис. 1 и рис. 2 получены в высоком энергетическом разрешении.

Обработка спектров, полученных при разных углах детектирования, выполненная на основе подхода, феноменологически учитывающего процессы упругого рассеяния фотоэлектронов [13],

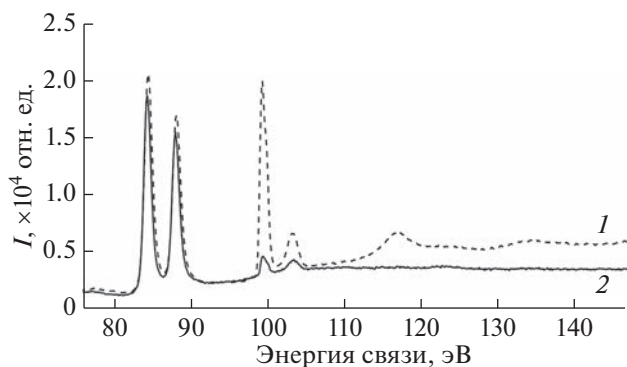


Рис. 2. РФЭС-спектры образца Au/Si: пики Au $4f_{7/2}$ и Au $4f_{5/2}$ в диапазоне энергий 81–89 эВ и пики Si $2p_{3/2}$ и Si $2p_{1/2}$ в диапазоне энергий 98–106 эВ, измеренные при углах детектирования 0° (1), 70° (2).

приводит к результатам, которые проиллюстрированы рис. 3 и 4.

Толщины слоя золота были определены на основе экспериментально измеренных нормированных отношений интенсивностей пиков и расчетов, выполненных в рамках методики [13]. Результаты расчетов, представленные на рис. 3 и 4, указывают на значительное изменение толщины слоя, наблюдаемое при изменении угла детектирования. В случае однородного плоскопараллельного слоя такие результаты невозможны. Для объяснения эффектов зависимости толщины слоя от угла детектирования, представленных на рис. 3 и 4, положим, что золотое покрытие имеет фрактальную, островковую структуру. Подробное объяснение указано в [14]. Формирование покрытий золота на поверхности кремния в виде кластеров более энергетически выгодно [14]. На рис. 5 представлено отношение интенсивностей пика золота и кремния для равномерного и островковых покрытий, выполненных из такого же количества золота, но покрывающих только часть поверхности кремния. Вывод формул, описывающих зависимости на рис. 5, будет представлен ниже.

В соответствии с кривыми на рис. 5 отношение площади под $4f$ -пиками золота к площади под $2p$ -пиками кремния должно расти с приближением углов детектирования к скользящим. Это следует, как будет показано ниже, из того, что при фиксировании потока фотоэлектронов под скользящими углами, наблюдается однородный слой золота на кремнии (сплошная линия на рис. 5).

Экспериментальные данные на рис. 3 и 4 однозначно указывают на преобладание эффекта роста отношения площадей пиков золота и кремния с ростом угла детектирования.

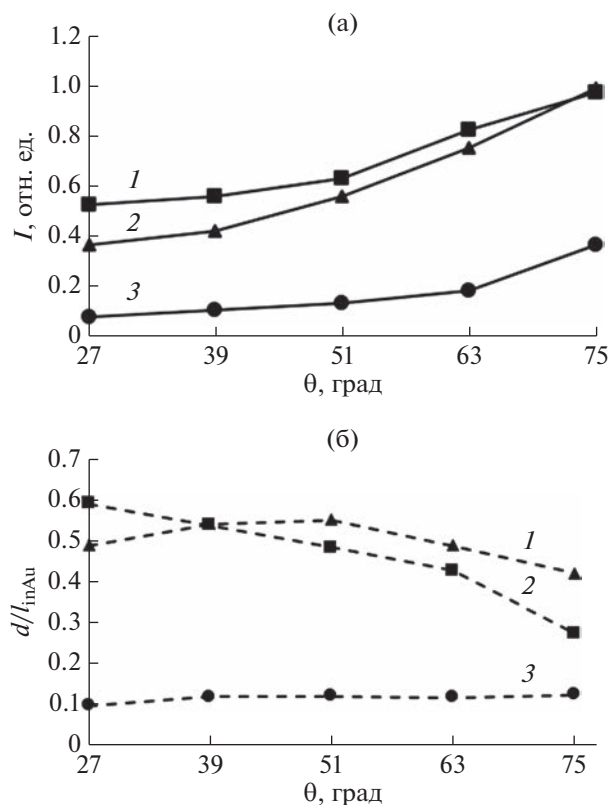


Рис. 3. Зависимости нормированных отношений интенсивностей пиков Au $4f$ к Si $2p$ при вычитании фона методом Shirley (a) и вычисленных значений толщин слоя Au от угла эмиссии фотоэлектронов (б) для образцов 1–3 (1–3 соответственно) при угле детектирования 0° . Расчет выполнен на основе методики, развита в [4].

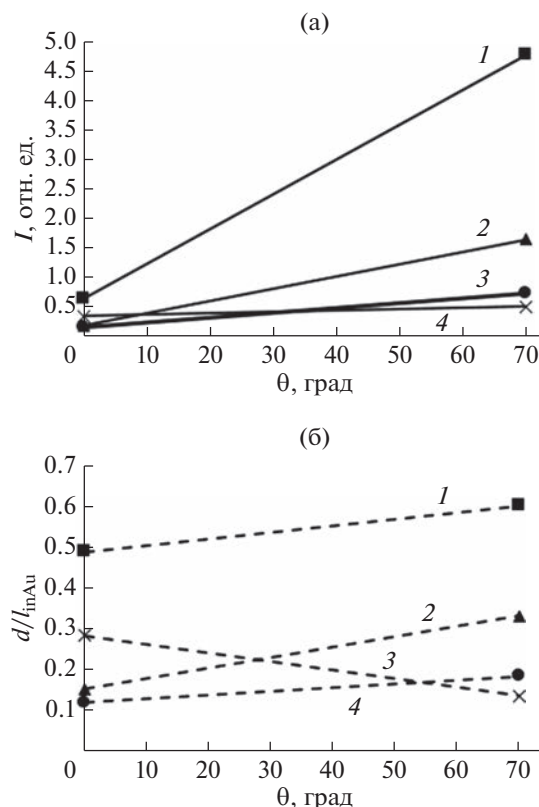


Рис. 4. Зависимости нормированных отношений интенсивностей пиков Au $4f$ к Si $2p$ при вычитании фона методом Shirley (a) и вычисленных значений толщин слоя Au от угла эмиссии фотоэлектронов (б) для образцов 1–4 (1–4 соответственно) при угле детектирования 70° . Расчет выполнен на основе методики, развита в [4].

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ

Определение толщин покрытий на основе анализа спектров РФЭС представляет собой отработанную процедуру [8]. Все методики определения толщин базируются на формулах, полученных в пренебрежении процессами упругого рассеяния фотоэлектрона: считается, что фотоэлектрон от момента рождения в акте фотоэффекта до попадания в энергоанализатор движется по прямой траектории (Straight Line Approximation). Влияние упругих процессов на плотность потока регистрируемых фотоэлектронов учитывается введением корректирующих коэффициентов [13].

В множестве случаев атомам покрытия энергетически выгоднее объединяться в кластеры [14], образуя на поверхности подложки островковое покрытие. Наиболее часто островковая структура наблюдается, если флуенс атомов покрытия при напылении составляет величину порядка 10^{16} см^{-2} .

Воспользуемся приближением прямолинейных траекторий для расчета отношения интенсивностей характерных пиков подложки и покрытия. Например, в случае золотого покрытия

на кремнии будем использовать: пики Au $4f_{7/2}$; пики Au $4f_{5/2}$; пики Si $2p_{3/2}$; пики Si $2p_{1/2}$. Преимущество данного выбора состоит в близости энергий фотоэлектронов, формирующих данные пики.

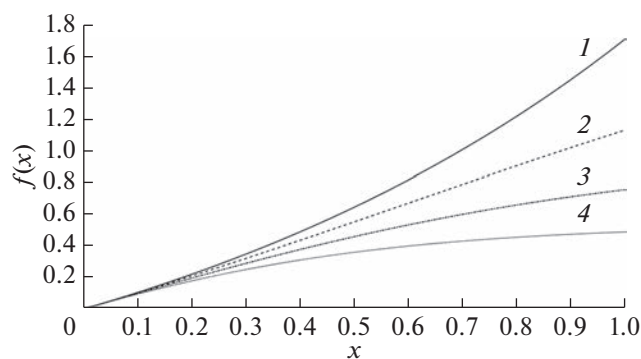


Рис. 5. Соотношения нормированных интенсивностей сигналов для островкового и равномерного покрытий $f(x)$ (формула (8)) при $s = 1$ (1); 0.7 (2); 0.5 (3); 0.35 (4). Детектирование фотоэлектронов проведено по нормали к поверхности образца.

Сравним отношения сигналов Au/Si в случае однородного покрытия золота на кремнии толщиной d и островками, занимающими на единичной площади область s ($0 < s \leq 1$) и имеющими высоту d/s , так, что объем покрытия одинаков во всех случаях.

Рассмотрим первый случай — однородное плоское покрытие. Пусть “материал 1” — подложка; “материал 2” — покрытие. Сигнал РФЭС подложки $Q_1(\mu_0, \mu, \varphi)$ (материал 1) в соответствии с [1] определяется формулой:

$$Q_1(\mu_0, \mu, \varphi) = I_{hv} n_1 F_1(\mu_0, \mu, \varphi) \mu l_{in1} \exp(-d/\mu l_{in2}), \quad (1)$$

где $I_{hv} n_1 F_1(\mu_0, \mu, \varphi) \mu l_{in1}$ — интенсивность сигнала от полубесконечного слоя материала 1; I_{hv} — плотность потока зондирующего рентгеновского излучения; n_1 — концентрация атомов материала 1; $F_1(\mu_0, \mu, \varphi)$ — дифференциальное сечение фотоэмиссии в материале 1; $\mu_0 = \cos \theta_0$, $\mu = \cos \theta$ — косинусы угла падения рентгеновского излучения и угла между направлением падения рентгеновского излучения и направлением движения фотоэлектрона соответственно; $\cos \theta = \mu_0 \mu + (1 - \mu_0^2)^{1/2} (1 - \mu^2)^{1/2} \cos \varphi$, φ — азимутальный угол; l_{in1} — средняя длина свободного неупругого пробега электронов в материале 1; $\exp(-d/\mu l_{in2})$ — ослабление сигнала фотоэлектронов в слое материала 2 толщиной d , l_{in2} — средняя длина свободного неупругого пробега электронов в материале 2.

Для описания процесса фотовозбуждения неполяризованным рентгеновским излучением справедливо выражение [8]:

$$F(\mu_0, \mu, \varphi) = \sigma_{x \rightarrow e} / 4\pi \left[1 - \frac{\beta}{4} (3 \cos^2 \theta - 1) \right] = \sigma_{x \rightarrow e} / 4\pi \left[1 - \frac{\beta}{2} P_2(\cos \theta) \right], \quad (2)$$

где $\sigma_{x \rightarrow e}$ — сечение рождения фотоэлектрона; β — параметр асимметрии; $P_2(\cos \theta)$ — полином Лежандра второй степени.

Интенсивность потока фотоэлектронов слоя из материала 2 определяется формулой:

$$Q_2(d, \mu_0, \mu, \varphi) = I_{hv} n_2 F_2(\mu_0, \mu, \varphi) \mu l_{in2} [1 - \exp(-d/\mu l_{in2})], \quad (3)$$

где n_2 — концентрация атомов материала 2; $F_2(\mu_0, \mu, \varphi)$ — дифференциальное сечение фотоэмиссии в материале 2.

Толщину d напыленного слоя материала 2 будем определять на основе относительных интенсивностей пиков:

$$f(x) = \frac{Q_2(d, \mu_0, \mu, \varphi)}{Q_1(\mu_0, \mu, \varphi)} = \frac{F_2(\mu_0, \mu, \varphi) l_{in2} n_2}{F_1(\mu_0, \mu, \varphi) l_{in1} n_1} [\exp(-d/\mu l_{in2}) - 1], \quad (4)$$

где искомая величина d является единственной неизвестной величиной.

Далее рассмотрим случай островкового покрытия поверхности. Анализируем единицу площади поверхности кремния, в которой часть поверхности кремния $(1 - s)$ свободна, а часть поверхности кремния s покрыта плоскопараллельными островками высотой d/s . Тогда формула (4), определяющая отношение интенсивностей пиков материалов 1 и 2, претерпит заметные изменения.

Сигнал от подложки (материал 1 — кремний):

$$Q_1(\mu_0, \mu, \varphi) = s I_{hv} n_1 F_1(\mu_0, \mu, \varphi) \mu l_{in1} \exp(-d/\mu s l_{in2}) + (1 - s) I_{hv} n_1 F_1(\mu_0, \mu, \varphi) \mu l_{in1}. \quad (5)$$

Интенсивность потока фотоэлектронов слоя покрытия (материал 2 — золото):

$$Q_2(d, \mu_0, \mu, \varphi) = s I_{hv} n_2 F_2(\mu_0, \mu, \varphi) \mu l_{in2} [1 - \exp(-d/\mu s l_{in2})]. \quad (6)$$

Относительная интенсивность пиков при островковом покрытии приведет к формуле:

$$f(x, s) = \frac{Q_2(d, \mu_0, \mu, \varphi)}{Q_1(\mu_0, \mu, \varphi)} = \frac{F_2(\mu_0, \mu, \varphi) l_{in2} n_2}{F_1(\mu_0, \mu, \varphi) l_{in1} n_1} \left[\frac{s [1 - \exp(-x/s)]}{(1 - s) + s \exp(-x/s)} \right], \quad (7)$$

где $x = d/\mu l_{in2}$.

Наряду с отношением интенсивностей (7) введем нормированное отношение интенсивностей:

$$f_N(x, s) = \frac{Q_2(d, \mu_0, \mu, \varphi)}{Q_1(\mu_0, \mu, \varphi)} \frac{F_1(\mu_0, \mu, \varphi) l_{in1} n_1}{F_2(\mu_0, \mu, \varphi) l_{in2} n_2}. \quad (8)$$

Рис. 3 построен для случая регистрации фотоэлектронов по нормали к мишени — $\mu = 1$. Следует обратить внимание, что использовать формулы (7) и (8) для других углов наблюдения μ не корректно. Формула (4) справедлива при любых углах регистрации фотоэлектронов. На рис. 5 видно, что с увеличением угла регистрации пробег фотоэлектрона может проходить не через один островок покрытия, а через два, три и более. С увеличением угла наблюдения распределение фотоэлектронов по пробегам в материале покрытия в случае островкового покрытия ($s < 1$) и равно-

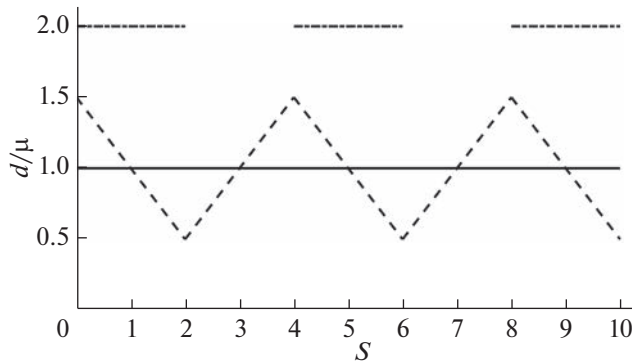


Рис. 6. Распределения фотоэлектронов по длине пробега в золоте: штрихпунктирная линия соответствует $\theta = 0^\circ$, пунктирная линия — $\theta = 56^\circ$, сплошная линия — $\theta \geq 70^\circ$.

мерно распределенного однородного слоя приближаются друг к другу и к случаю однородного покрытия — $s = 1$. Данная модель островкового покрытия позволила наглядно увидеть изменение функции распределения по длине пробега (Path Length Distribution Function, PLDF) эмитируемых фотоэлектронов в зависимости от угла детектирования. Именно эта функция определяет соотношение интенсивностей сигналов РФЭС от покрытия и подложки.

На рис. 6 представлено изменение распределения фотоэлектронов по длине пробега в материале 2 с увеличением угла детектирования потока фотоэлектронов θ . Штрихпунктирная линия соответствует $\theta = 0^\circ$, пунктирная линия — $\theta = 56^\circ$, сплошная линия — $\theta \geq 70^\circ$. Мы ограничились рас-

смотрением самой простой модели островков в виде параллелограмма.

Рис. 6 указывает, что с ростом угла детектирования потока фотоэлектронов θ , их распределение по пробегам стремится к константе со значением d/μ , что соответствует ситуации, в которой фотоэлектроны рассеиваются в слое с постоянной толщиной d , двигаясь под углом, косинус которого равен μ .

Рассмотрим формирование пиков фотоэлектронов, вышедших в вакуум и не испытавших неупругих рассеяний для случая, когда островки золота (материал 2) находятся на разной глубине внутри материала 1. Толщину слоя материала 1 над островками обозначим d_1 . Рассмотрим ситуации, когда детектирование потока фотоэлектронов выполняется по нормали к поверхности и под углом μ . Вычисления будем вести в SLA приближении.

Интенсивности пиков материалов 1 и 2 в случае измерения фотопотока по нормали к мишени определяются в соответствии с формулами:

$$\begin{aligned} Q_{1N}(d, d_1, \mu_0, \mu, \varphi) &= \\ &= [(1-s)F_1l_{in1} + sF_1l_{in1}\exp(-d/sl_{in2})]\exp(-d_1/l_{in1}) + \\ &+ F_1l_{in1}[1 - \exp(-d_1/l_{in1})], \\ Q_{2N}(d, d_1, \mu_0, \mu, \varphi) &= \\ &= sF_2l_{in2}[1 - \exp(-d/sl_{in2})]\exp(-d_1/l_{in1}). \end{aligned} \quad (10)$$

Нормированное отношение интенсивностей в случае нормального детектирования определит формула:

$$Q_{2N}/Q_{1N} = \frac{s[1 - \exp(-d/sl_{in2})]\exp(-d_1/l_{in1})}{[(1-s) + s\exp(-d/sl_{in2})]\exp(-d_1/l_{in1}) + [1 - \exp(-d_1/l_{in1})]}. \quad (11)$$

В случае измерения фотопотока под скользящими углами ($\mu < 0.3$ — косинусы углов, начиная с которых распределение по пробегам становится константой) интенсивности определяются в соответствии с формулами:

$$\begin{aligned} Q_{1G}(d, d_1, \mu_0, \mu, \varphi) &= \\ &= \{(1-s)F_1l_{in12}\mu[1 - \exp(-d/s\mu l_{in12})] + \\ &+ F_1l_{in1}\mu\exp(-d/s\mu l_{in12})\}\exp(-d_1/\mu l_{in1}) + \\ &+ F_1l_{in1}\mu[1 - \exp(-d_1/\mu l_{in1})], \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} Q_{2G}(d, d_1, \mu_0, \mu, \varphi) &= \\ &= s\mu F_2l_{in12}[1 - \exp(-d/s\mu l_{in12})]\exp(-d_1/\mu l_{in1}), \end{aligned} \quad (13)$$

где $1/l_{in12} = (1-s)/l_{in1} + s/l_{in2}$, l_{in12} — средняя длина свободного неупругого пробега электронов в смеси материалов 1 и 2.

Нормированное отношение интенсивностей в случае детектирования под скользящими углами определяется в соответствии с формулой:

$$Q_{2G}/Q_{1G} = \frac{s \frac{l_{in12}}{l_{in2}} [1 - \exp(-d/s\mu l_{in12})] \exp(-d_1/\mu l_{in1})}{\left[(1-s) \frac{l_{in12}}{l_{in1}} [1 - \exp(-d/s\mu l_{in12})] + \exp(-d/s\mu l_{in12}) \right] \exp(-d_1/\mu l_{in1}) + [1 - \exp(-d_1/\mu l_{in1})]}. \quad (14)$$

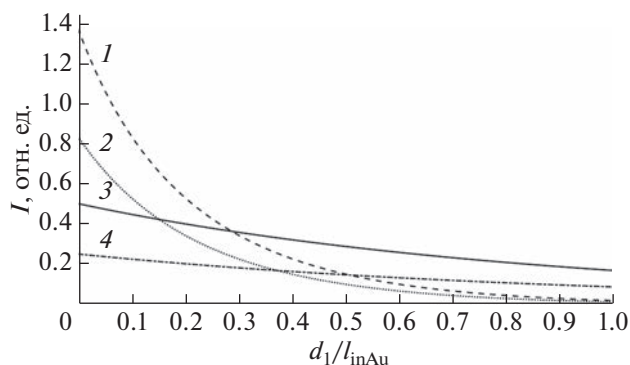


Рис. 7. Нормированное отношение интенсивностей пиков Au 4f к Si 2p при различной глубине погружения d_1 кластеров Au в массив Si в случае скользящего детектирования ($\mu = 0.26$) (1, 2) и детектирования по нормали к поверхности образца (3, 4) при высоте кластера Au $d = 0.4$ (1, 3) и 0.2 (2, 4). Расчеты выполнены по формулам (11) (1, 3) и (14) (2, 4).

На рис. 7 представлены результаты расчета отношения интенсивностей пиков Au 4f к Si 2p в приближении прямолинейных траекторий. При выполнении конкретных расчетов дифференциальных сечений фотоэмиссии использовали данные, представленные в [15, 16]; для расчета средней длины свободного неупругого пробега фотоэлектрона использовали формулу TPP-2M [17]. Рассмотрен вариант, когда островки золота погружены в кремний. По оси абсцисс отложена толщина слоя кремния d_1 , которая находится над вершиной островков. При определенном значении d_1 отношение интенсивностей пиков Au 4f к Si 2p, измеренных по нормали к образцу, превосходят отношения этих же пиков, измеренных под углом 70° к нормали. Расчеты, представленные на рис. 7, позволят объяснить многообразие возможных вариантов поведения экспериментальных результатов, представленных на рис. 3 и 4.

Однако, рис. 7 указывает на проблему неоднозначности в определении размеров островков в том случае, если основываться только на анализе относительных интенсивностей пиков. Указанная проблема неоднозначности впервые была показана в [18]. Описание данной неоднозначности представлено в огромном количестве работ по неразрушающему послойному анализу и вошло в учебники [8].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Решение рутинной задачи по определению толщины покрытия, решение которой подробно описано в учебниках [8] и для решения которой создано множество удобных программных средств, например, Casa XPS [19], натолкнуло на необхо-

димость решения целого ряда изложенных в работе проблем.

Из представленного теоретического рассмотрения процесса формирования РФЭС-сигнала от покрытия с островковой структурой следует возможность введения понятия средней эффективной толщины покрытия (d). Смысл введенного понятия иллюстрирует рис. 6, согласно которому с увеличением угла детектирования θ , функция распределения длин пробега фотоэлектронов стремится к константе $d/\cos\theta$. Мы можем измерить данную величину, увеличивая угол детектирования и переходя после критического угла, равного примерно 70° , к распределению по пробегам в материале покрытия, равному константе (рис. 6) и эквивалентному рассеянию фотоэлектронов в однородном плоском слое. Данный вывод справедлив, если островки находятся на плоской поверхности кремния, и их расположение представляет регулярную упорядоченную структуру.

В настоящей работе рассмотрены случаи, когда кластеры золота могут быть погружены в кремний на различную глубину. Это возможно, например, вследствие того, что анализируемые образцы предварительно были исследованы методом LEIS. Данные образцы зондировали потоком протонов с энергией 25 кэВ. Доза протонов составляла 5×10^{13} и зондировала площадь порядка 7 мм^2 . Время снятия спектра составляло 160 с [20]. В указанных условиях за счет упругих потерь энергии пучка протонов возникает процесс ионно-стимулированной диффузии золота в кремний. В силу отмеченных обстоятельств в работе в приближении прямолинейных траекторий рассмотрены различные варианты расположения кластеров золота относительно кремния. Отмечена возможность возникновения ситуации, в которой одинаковая структура пиков имеет место для различных относительных конфигураций золота и кремния и различных размеров кластеров золота, что продемонстрировано в [14]. Для однозначного ответа на вопрос о расположении и размерах кластеров необходимо наряду с анализом пиков провести анализ области потерь энергии, примыкающей к пику золота. Решение данной задачи будет представлено в следующих работах.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование проведено в Национальном исследовательском университете “МЭИ” при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания № FSWF – 2023 – 0016.

Конфликт интересов: Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bulgadaryan D., Sinelnikov D., KurnaeV V., Efimov N., Borisyuk P., Lebedinskii Y.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2019. V. 438. P. 54.
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2018.10.043>
2. *Машкова Е.С., Молчанов В.А.* Рассеяние ионов средних энергий поверхностями твердых тел. М.: Атомиздат, 1980. 256 с.
3. *Курнаев В.А., Машкова Е.С., Молчанов В.А.* Отражение легких ионов от поверхности твердого тела. М.: Энергоатомиздат, 1985. 192 с.
4. *Mashkova E.S., Molchanov V.A.* Medium Energy Ion Reflection from Solids. Amsterdam: North-Holland, 1985. 444 p.
5. *Рязанов М.И., Тилинин И.С.* Исследование поверхности по обратному рассеянию частиц. М.: Энергоатомиздат, 1985. 150 с.
6. *Ziegler J.F., Biersack J.P., Littmark U.* The Stopping and Range of Ions in Solids. New York: Pergamon, 1985. 321 p.
7. *Экшитайн В.* Компьютерное моделирование взаимодействия частиц с поверхностью твердого тела. М.: Мир, 1995. 319 с.
8. *Hoffman S.* Auger and X-Ray Photoelectron Spectroscopy in Material Science. Berlin: Springer Verlag, 2013. 528 p.
9. *Steffen J., Hofmann S.* // Surf. Interface Anal. 1988. V. 11. P. 617.
10. *Afanas'ev V.P., Efremenko D.S., Kaplya P.S.* // J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech. 2018. V. 12. № 6. P. 1182.
<https://www.doi.org/10.1134/S1027451018050580>
11. *Afanas'ev V.P., Kaplya P.S.* // J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech. 2017. V. 11. № 6. P. 1296.
<https://www.doi.org/10.1134/S1027451017050226>
12. *Kaplya P.S., Afanas'ev V.P.* // J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech. 2017. V. 11. № 5. P. 963.
<https://www.doi.org/10.1134/S1027451017050056>
13. *Jablonski A.* // Surf. Sci. 2019. V. 688. P. 14.
<https://www.doi.org/10.1016/j.susc.2019.05.004>
14. *Смирнов Б.М.* // УФН. 2017. Т. 187. С. 1329.
<https://www.doi.org/10.3367/UFNe.2017.02.038073>
15. *Trzhaskovskaya M.B., Nefedov V.I., Yarzhemsky V.G.* // At. Data Nucl. Data Tables. 2001. V. 77. P. 97.
<https://www.doi.org/10.1006/adnd.2000.0849>
16. *Trzhaskovskaya M.B., Nefedov V.I., Yarzhemsky V.G.* // At. Data Nucl. Data Tables. 2002. V. 82. P. 257.
<https://www.doi.org/10.1006/adnd.2002.0886>
17. *Tanuma S., Powell C.J., Penn D.R.* // Surf. Interface Anal. 2005. V. 37. P. 1.
<https://www.doi.org/10.1002/sia.1997>
18. *Tougaard S.* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1996. V. 14. № 3. P. 1415. <https://www.doi.org/10.1116/1.579963>
19. *Fairley N., Fernandez V., Richard-Plouet M., Guillot-Deudon C., Walton J., Smith E., Flahaut D., Greiner M., Biesinger M., Tougaard S., Morgan D., Baltrusaitis J.* // Appl. Surf. Sci. 2021. V. 5. P. 100112.
<https://www.doi.org/10.1016/j.apsadv.2021.100112>
20. *Булгадарян Д.Г.* Рассеяние протонов кэВ-ных энергий как инструмент анализа тонких слоев на поверхности материалов: Дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.08. М.: МИФИ, 2020. 116 с.

Determination of the Thicknesses of Monolayer Coatings Exposed to Ion Bombardment by X-Ray Photoelectron Spectroscopy

V. P. Afanas'ev¹*, L. G. Lobanova¹, D. N. Selyakov¹, and M. A. Semenov-Shefov¹

¹National Research University "MPEI", Moscow, 111250 Russia

*e-mail: v.af@mail.ru

The samples of monocrystalline silicon coated with golden nanolayers were investigated. The samples were obtained by two methods, namely, gold sputtering using Xe⁺ beam with the initial energy of 7 keV and the method of thermal deposition. Preliminary analysis of samples based on the deciphering of energy spectra of reflected protons with an initial energy of 25 keV was performed. By methods of X-ray photoelectron spectroscopy with angular resolution (Angle Resolved XPS) thicknesses of gold coatings on silicon were determined. Analysis of samples using X-ray photoelectron spectroscopy was performed by comparing the intensities of Au 4f and Si 2p maxima measured at different angles of photoelectron detection. The calculations carried out by traditional methods indicate a marked dependence of the calculated gold coating thickness on the angle of sight for the case of monolayer and submonolayer coatings. It is shown that such discrepancy is possible if gold is deposited on silicon in the form of clusters forming islands rather than in the form of a continuous homogeneous coating. The possibility of gold islands moving relative to silicon in the upper silicon layers that have been subjected to proton bombardment at sliding angles to the surface is discussed.

Keywords: X-Ray photoelectron spectroscopy, clusters, island coatings, radiation-stimulated diffusion