

12,13

Синхротронные исследования многослойных нанопериодических структур Si/Mo/Si . . . c-Si (100)

© Э.П. Домашевская¹, В.А. Терехов¹, С.Ю. Турищев¹, Д.А. Коюда¹, Н.А. Румянцева¹,
Ю.П. Першин², В.В. Кондратенко², N. Appathurai³

¹ Воронежский государственный университет,
Воронеж, Россия

² Национальный технический университет „Харьковский политехнический институт“,
Харьков, Украина

³ Synchrotron Radiation Center,
Stoughton, USA

E-mail: ftt@phys.vsu.ru, persh@kpi.kharkov.ua

(Поступила в Редакцию 11 июля 2012 г.)

В окончательной редакции 5 сентября 2012 г.)

Представлены результаты исследования многослойных нанопериодических структур c-Si/[Si/Mo]_n/Si методом спектроскопии ближней тонкой структуры края рентгеновского поглощения с использованием синхротронного излучения. Изменение тонкой структуры спектров XANES Mo L_{2,3} подтверждает формирование силицидной фазы, образующейся на гетерофазных межслойных границах Si/Mo/Si в результате твердофазных взаимодействий между слоями кремния и молибдена.

Работа частично выполнена в центре синхротронного излучения SRC Университета Висконсин-Мэдисон (Synchrotron Radiation Center), который поддерживается Национальным научным фондом США (грант N DMR-0537588).

1. Введение

Многослойные тонкопленочные наноструктуры, содержащие слои молибдена, широко используются в интегральной электронике и рентгеновской оптике. Многослойные структуры в качестве рентгеновских зеркал оказались очень гибкими. Их параметры можно легко изменять, придавая структурам нужные свойства путем осаждения каждого из слоев в периоде с точностью ~ 0.01 nm, чтобы выполнялось условие Брэгга. Гибкость свойств многослойных зеркал, доступность и универсальность технологии их производства, а также удачные результаты испытаний образцов, полученные за последние годы во многих лабораториях, стимулировали использование многослойных зеркал во многих научных и технических задачах. Это прежде всего рентгеновская диагностика плазмы и коротковолновые лазеры; приборы для рентгеноспектрального, рентгеноэлектронного и рентгенофлуоресцентного микроанализа; сканирующие и передающие изображение рентгеновские микроскопы нормального падения; двойные монохроматоры; делительные пластинки; фильтры и интерферометры для рентгеновского излучения; рентгеновские телескопы; рентгеновская литография в микроэлектронике, а также медицинские приложения (маммография и ангиография) [1].

В последние годы достигнуты существенные успехи в изготовлении высокоотражающих многослойных рентгеновских зеркал Mo/Si в связи с их перспективностью

для рентгеновской литографии на длине волны 13.4 nm и астрофизических исследований [2].

Однако по мере развития многослойной рентгеновской оптики возрастают требования к качеству изготовления и аттестации как самих многослойных зеркал, так и подложек, на которые наносятся многослойные структуры [3]. Исследования природы переходных слоев и их влияния на оптические и электронные свойства многослойных нанопериодических структур (МНС) важны для совершенствования их современной технологии.

Известен ряд работ, посвященных исследованию совершенства границ раздела в МНС и их фазового состава методами рентгеновской спектроскопии, в том числе с использованием синхротронного излучения (СИ) [4–7]. В некоторых работах, посвященных исследованию многослойных структур Si/Mo/Si . . . , были обнаружены силицидные фазы молибдена, образующиеся в результате твердофазного взаимодействия молибдена с кремнием как на стадии изготовления структур, так и после отжига [4,5].

Для исследования изменений, происходящих при формировании МНС c-Si/[Si/Mo]_n/Si, мы использовали комплекс методов, чувствительных к составу и структуре поверхностных слоев. Это прежде всего измерение синхротронных спектров ближней тонкой структуры края рентгеновского поглощения XANES (X-ray absorption near edge structure), а также рентгеновская дифракция (XRD).

Таблица 1. Модельные образцы

| Толщина слоя Мо, nm | Структура | Номинальные толщины слоев Si/Mo/Si, nm |
|---------------------|----------------------|--|
| 2 | Трехслойная Si/Mo/Si | 4/2/5.5 |
| 5 | « « | 4/5/5.5 |
| 10 | « « | 4/10/5.5 |
| 30 | « « | 4/30/5.5 |
| 100 | « « | 4/100/5.5 |
| 150 | Пленка Мо на c-Si | 150/c-Si |

Таблица 2. Образцы многослойных структур

| Толщина слоя Мо, nm | Номинальные толщины слоев Мо/Si, nm | Число периодов МНС | Толщина защитного слоя Si, nm |
|---------------------|-------------------------------------|--------------------|-------------------------------|
| 0.35 | 0.35/5.5 | 162 | 4 |
| 0.65 | 0.65/5.5 | 162 | 4 |
| 0.9 | 0.9/5.5 | 162 | 4 |
| 1.7 | 1.7/5.5 | 162 | 4 |
| 3 | 3/5.5 | 108 | 4 |

2. Методика формирования МНС и условия получения синхротронных спектров XANES

МНС формировались методом магнетронного распыления кремния и молибдена на подложку монокристаллического кремния c-Si (100) в Национальном техническом университете „Харьковский политехнический институт“. В качестве модельных структур были исследованы трехслойные структуры Si/Mo/Si с различным соотношением толщин слоев Мо и Si, а также пленка молибдена толщиной 150 nm, нанесенная на кремниевую подложку.

Значения толщин слоев Мо в трехслойных образцах варьировались от 2 до 100 nm, а в МНС — от 0.35 до 3 nm. Толщина промежуточных прослоек кремния составляла 5.5 nm и оставалась постоянной во всех изученных структурах (табл. 1 и 2). Для каждого образца МНС общее число периодов нанослоев составляло 162. Толщина верхнего покрывающего слоя кремния во всех образцах 4 nm.

Спектры XANES вблизи $L_{2,3}$ - и K -краев Si, а также в области $L_{2,3}$ -края поглощения Мо регистрировались с использованием синхротронного излучения накопительного кольца SRC (Synchrotron Radiation Center, Университет Висконсин-Мэдисон, Стоутон, США). При регистрации XANES $L_{2,3}$ -спектров кремния на канале Mark V Grasshopper глубина анализа составляла ~ 5 nm [8] при аппаратном уширении ~ 0.05 eV и вакууме в экспериментальной камере спектрометра 10^{-10} Torr. В случае регистрации $L_{2,3}$ -спектров молибдена и K -спектров кремния на канале DCM глубина информативного слоя составляла ~ 100 nm [8] при

аппаратурном уширении ~ 1 eV и вакууме в экспериментальной камере спектрометра $\sim 10^{-8}$ Torr. XANES K -спектры кремния и XANES $L_{2,3}$ -спектры кремния и молибдена регистрировались в режиме TEY (total electron yield — полный выход электронов) методом измерения тока, возникающего при компенсации выхода фото- и Оже-электронов с поверхности образца.

Спектры XANES отражают данные о распределении локальной парциальной плотности свободных электронных состояний в зоне проводимости. Коэффициент поглощения рентгеновских лучей (в нашем случае синхротронного излучения) имеет вид

$$\mu(h\nu) \sim \nu^3 \sum_c |M_{ci}|^2 \delta(E_c - E_i - h\nu). \quad (1)$$

где $M_{ci} = \int \varphi_c H' \varphi_i dr$ — матричный элемент вероятности перехода электрона с основного уровня с волновой функцией φ_i и собственным значением E_i в зону проводимости с волновой функцией φ_c и собственным значением E_c [9].

В то же время, согласно [10], при данном угле скольжения ϑ квантовый выход χ электронов пропорционален коэффициенту поглощения μ

$$\chi = \frac{[1 - R(\vartheta)]hc}{4E\lambda} \frac{\mu}{\sin \vartheta}, \quad (2)$$

где E — средняя энергия, расходуемая на образование электронов, λ — длина волны излучения, h — постоянная Планка, c — скорость света, R — коэффициент отражения.

В обычных случаях при углах скольжения, существенно больших критического для полного внешнего отражения, значение коэффициента отражения $R(\vartheta)$ приближается к нулю и зависимость квантового выхода χ от энергии квантов повторяет спектральную зависимость μ . Это обстоятельство используется для измерения спектров XANES различных объектов в ультрамягкой области рентгеновского излучения. В настоящей работе приводятся спектры, полученные при нормальном падении СИ на образец ($\vartheta = 90^\circ$), при котором в формуле (2) $\sin \vartheta = 1$.

При этом следует учитывать, что:

1) в методике XANES Si $L_{2,3}$ -спектров мы получаем информацию только о двух верхних слоях Si/Mo любой трехслойной и многослойной структуры с одной-двумя гетерограницами между покрывающим слоем Si и следующим(и) слоем(слоями) Мо общей толщиной ≤ 5 nm;

2) в методике Si K - и Мо $L_{2,3}$ -краев мы регистрируем сигнал от многих слоев МНС и гетерограниц информативного слоя общей толщиной ≤ 100 nm.

Некоторые структурные характеристики образцов были исследованы дифрактометрическим методом. Дифрактограммы были получены на приборе ДРОН-4-07 с излучением $Co K\alpha$ ($\lambda = 0.1790$ nm) и ДРОН-3М с излучением $Cu K\alpha_1$ ($\lambda = 0.154$ nm).

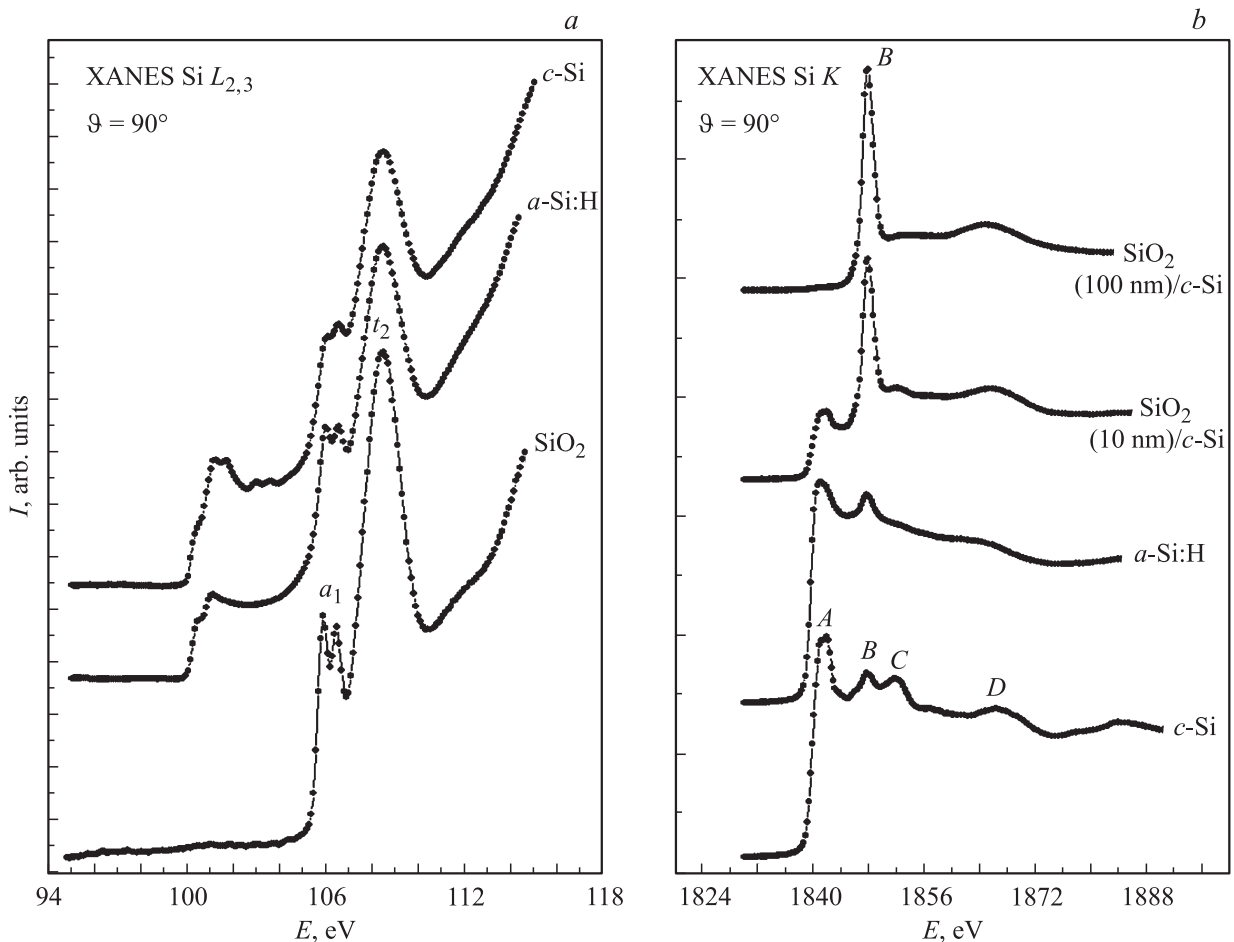


Рис. 1. *a*) Si $L_{2,3}$ -спектры XANES эталонных образцов монокристаллического кремния (c -Si), аморфного кремния (a -Si:H) и термической пленки оксида кремния (SiO_2) толщиной 10 нм. *b*) Si K -спектры XANES эталонных образцов c -Si, a -Si:H и термических пленок SiO_2 с толщинами 10 и 100 нм.

3. Результаты и их обсуждение

3.1. Синхротронные спектры XANES. На рис. 1, *a* представлены XANES Si $L_{2,3}$ -спектры эталонных образцов: монокристаллического кремния c -Si, аморфного гидрированного кремния a -Si:H и термического оксида SiO_2 толщиной 10 нм на пластине c -Si(100). Тонкая структура спектров c -Si и a -Si:H, отражающая распределение плотности состояний выше E_c ($E_c = 99.93$ eV относительно Si $2p$ -уровня), существенно различается в энергетическом интервале от 100 до 104 eV. В монокристаллическом кремнии наблюдаются довольно резкий край с характерной „ступенькой“ и два ярко выраженных двойных максимума в диапазонах энергий 101.2–101.7 и 102.2–102.7 eV. Расстояние между двойными пиками соответствует спин-орбитальному расщеплению основного $L_{2,3}$ -уровня кремния. Более простая структура с одной „ступенькой“ и единственным максимумом характерна для Si $L_{2,3}$ -края поглощения аморфного кремния [11]. Такое различие в тонкой структуре спектров XANES a -Si:H и c -Si

связано с размытием функции плотности состояния вблизи дна зоны проводимости в аморфном образце [12]. В дальнейшем область энергий 100–104 eV XANES Si $L_{2,3}$ -спектров будем называть областью края поглощения „элементарного“ кремния.

При энергиях, больших 104 eV, спектры имеют структуру с особенностями, характерными для оксида кремния SiO_2 : резкий край при 105.5 eV и следующая за ним тонкая структура [8,13] (рис. 1, *a*). Формирование тонкой структуры в ультрамягких спектрах края рентгеновского поглощения SiO_2 обусловлено строением кремний-кислородного тетраэдра SiO_4 — главного элемента структуры оксидов кремния [14,15].

Слои естественного окисла на c -Si и a -Si:H в основных чертах сохраняют структуру, обусловленную ближним порядком кремний-кислородного тетраэдра, которая отражается в переходах с $2p_{1/2,3/2}$ -уровня на молекулярные орбитали σ^*a_1 (Si $3s$) и σ^*t_2 (Si $3p$). Сопоставимые интенсивности обоих переходов $2p_{1/2,3/2} \rightarrow a_1$ (Si $3s$) и $2p_{1/2,3/2} \rightarrow t_2$ (Si $3p$) объясняются sp^3 -гибридизацией связей Si–O в тетраэдре.

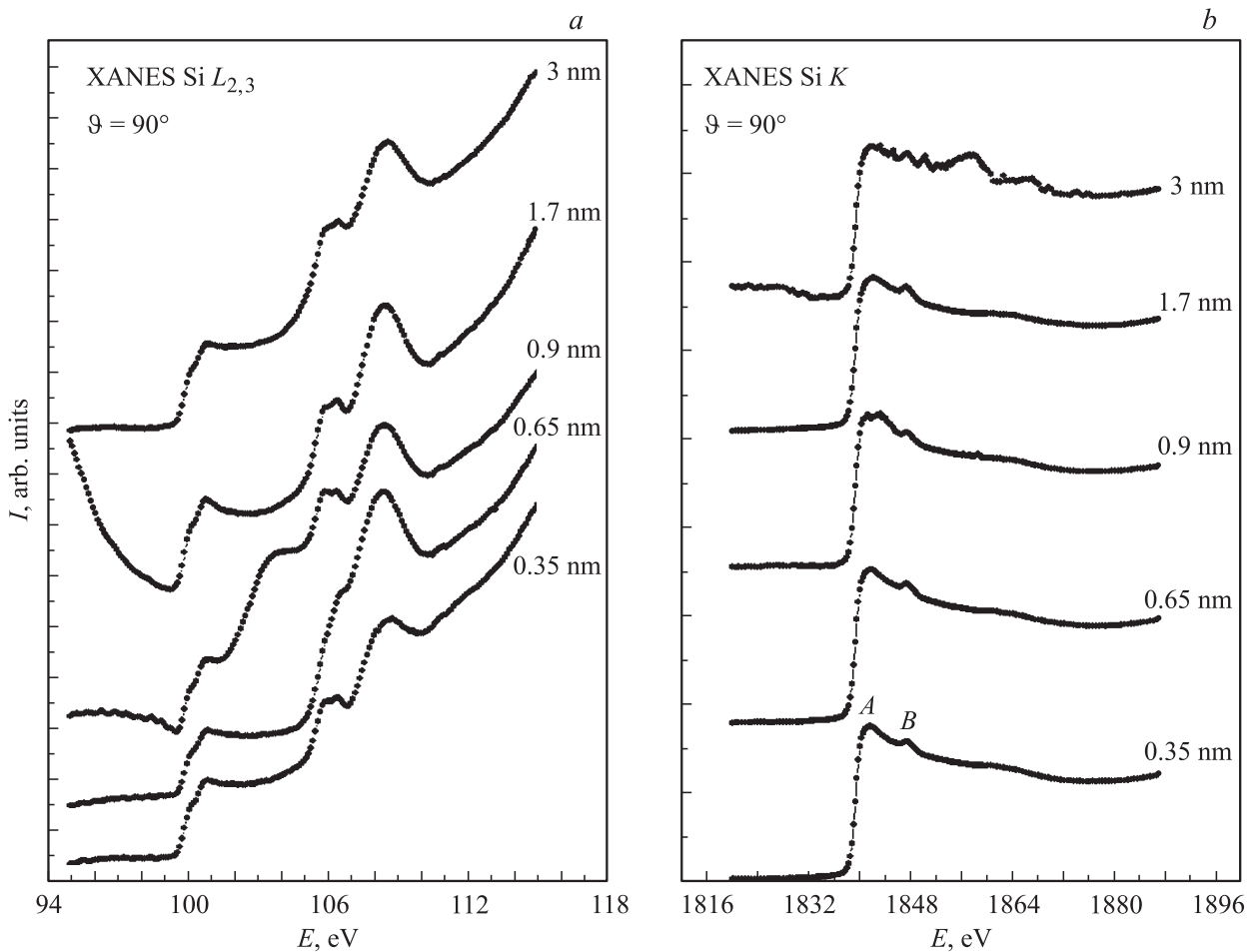


Рис. 2. *a)* Si $L_{2,3}$ -спектры XANES МНС с различными толщинами слоев Мо и Si (табл. 2). *b)* Si K -спектры XANES МНС с различными толщинами слоев Мо и Si от тех же образцов (табл. 2).

На рис. 1, *b* приведены XANES Si K -спектры эталонных образцов монокристаллического кремния, аморфного кремния и термических пленок SiO₂ разной толщины на пластинах *c*-Si. Скачок поглощения главного K -края элементарного кремния в спектрах ТЕУ (максимум *A*) соответствует энергии ~ 1840 eV, тогда как главный максимум K -края поглощения SiO₂ (максимум *B*) сдвинут на значительную величину в сторону больших энергий и соответствует энергии 1848 eV. Эта разница в 8 eV обусловлена большой шириной запрещенной зоны SiO₂. Наличие более или менее заметного пика поглощения при 1848 eV для всех спектров ТЕУ кристаллического, аморфного и пленочного кремния соответствует толщине его естественного поверхностного окисла. Только при толщине термически выращенного диоксидного слоя 100 nm на пластине *c*-Si (100) мы не наблюдаем в K -спектре присутствия максимума *A*, характерного для подложки *c*-Si. В то же время, несмотря на небольшую толщину естественного окисла на монокристаллической пластине (> 2 nm), он проявляется в спектрах *c*-Si и *a*-Si:H в виде небольшого максимума *B*. Следующий

максимум *C* с энергией 1852 eV характерен только для тонкой структуры монокристаллического кремния *c*-Si.

Сопоставление XANES Si $L_{2,3}$ - и K -спектров эталонных образцов монокристаллического и аморфного кремния со спектрами исследованных структур (рис. 2) показывает следующее.

Особенности тонкой структуры XANES Si $L_{2,3}$ -спектров МНС с различными толщинами слоев Мо (рис. 2, *a*) указывают на аморфное строение слоев кремния, полученных магнетронным распылением. Кроме того, на покрывающем слое кремния МНС наблюдается тонкий слой естественного окисла. Об этом свидетельствуют спектральные особенности, соответствующие краю поглощения оксида кремния ($E > 104$ eV).

Для XANES Si K -спектров (рис. 2, *b*), дающих информацию о слоях толщиной ≤ 100 nm, зарегистрирован четкий край поглощения аморфного кремния, на фоне которого при энергии фотонов ~ 1848 eV наблюдается слабый пик *B*, энергетическое положение которого соответствует главному максимуму K -края поглощения SiO₂. Его слабая интенсивность свидетельствует о том, что магнетронные слои аморфного кремния окислены в

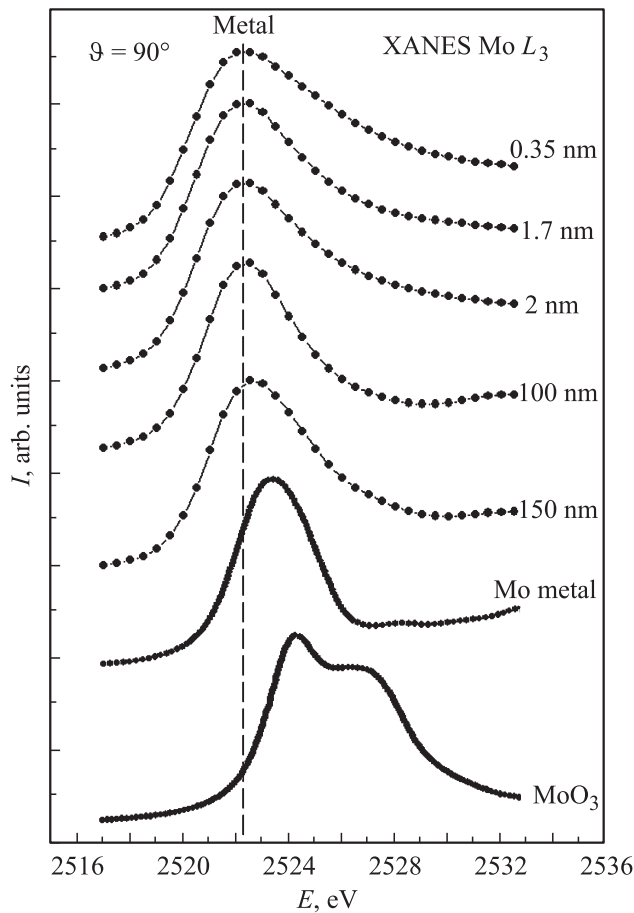


Рис. 3. Mo L_3 -спектры XANES металлического молибдена [16], оксида молибдена [17], пленки Mo толщиной 150 nm на подложке c-Si, трехслойных структур (2 и 100 nm) и МНС (0.35 и 1.7 nm) с различными толщинами слоев Mo.

меньшей степени, чем образцы c-Si и a-Si:H (рис. 1, b). При этом K-спектр показывает значительную степень разупорядочения кристаллической решетки слоев кремния, как и L-спектр. Зарегистрированные искажения тонкой структуры Si $L_{2,3}$ -спектров в области главного края поглощения SiO₂ также свидетельствуют об изменениях связей кремний-кислород более тонкого поверхностного оксида кремния.

Анализ XANES Mo L_3 -спектров (рис. 3) и их сравнение с литературными данными показывают, что молибден не вступает в химическую связь с кислородом при магнетронном распылении и сохраняет металлическое состояние. Этот факт подтверждается при сопоставлении спектров исследованных МНС и модельных структур со спектрами металлического молибдена [16] и оксида MoO₃ [17] (рис. 3). Различие положений пика Mo, полученного магнетронным распылением, для исследованных образцов и металлического поликристаллического молибдена [16] составляет ~ 1 eV, что лежит в пределах погрешности аппаратного уширения, при котором регистрировались XANES Mo $L_{2,3}$ -спектры.

Из сравнения спектров, показанных на рис. 3, следует, что главный максимум XANES Mo L_3 -спектров поглощения в МНС с различными толщинами Mo-слоев, как и в толстом одиночном слое толщиной 150 nm, сохраняет свое энергетическое положение, однако существенно уширяется с уменьшением толщин слоев в МНС до 0.35 nm. Можно предположить, что такие тонкие слои молибдена преимущественно расходуются на формирование переходных слоев на гетерогранице с кремнием с возможным образованием аморфных силицидных фаз. Для проверки этого предположения проведем сопоставление XANES Mo $L_{2,3}$ -спектра силицида молибдена MoSi₂ из работы [18] со спектрами трехслойных структур, содержащих слои молибдена различной толщины (рис. 4), зарегистрированными на большом интервале энергий.

Сопоставление спектра силицида со спектром металла толщиной 150 nm показывает, что при одинаковом положении главных максимумов в спектре MoSi₂ отсутствует характерный для металла второй максимум M, но присутствует более широкий и симметричный максимум D. Именно по наличию максимума D при энергии фотонов

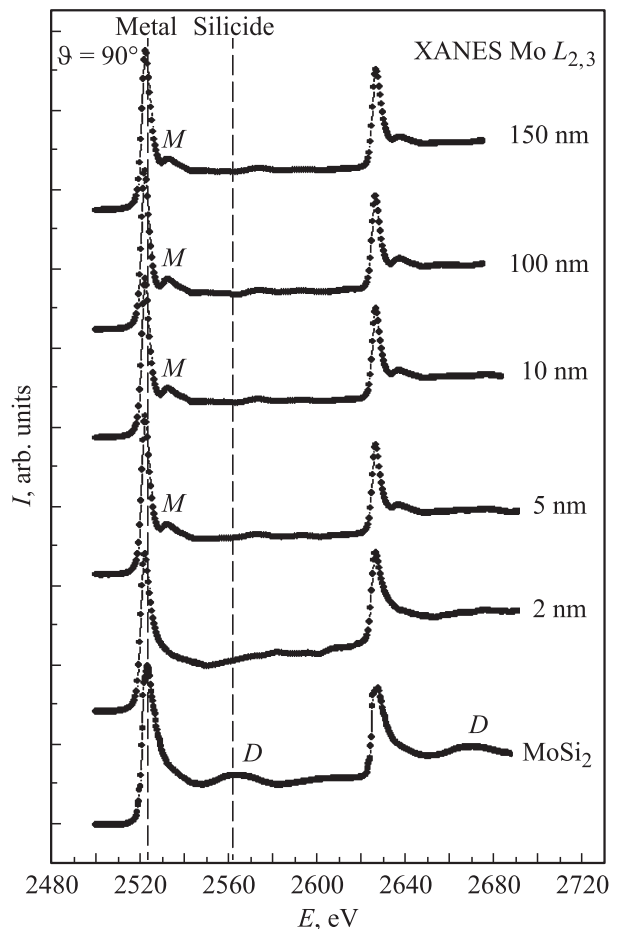


Рис. 4. Mo $L_{2,3}$ -спектры XANES дисилицида молибдена MoSi₂ [18], трехслойных структур с различными толщинами слоев Mo и пленки Mo толщиной 150 nm на подложке c-Si.

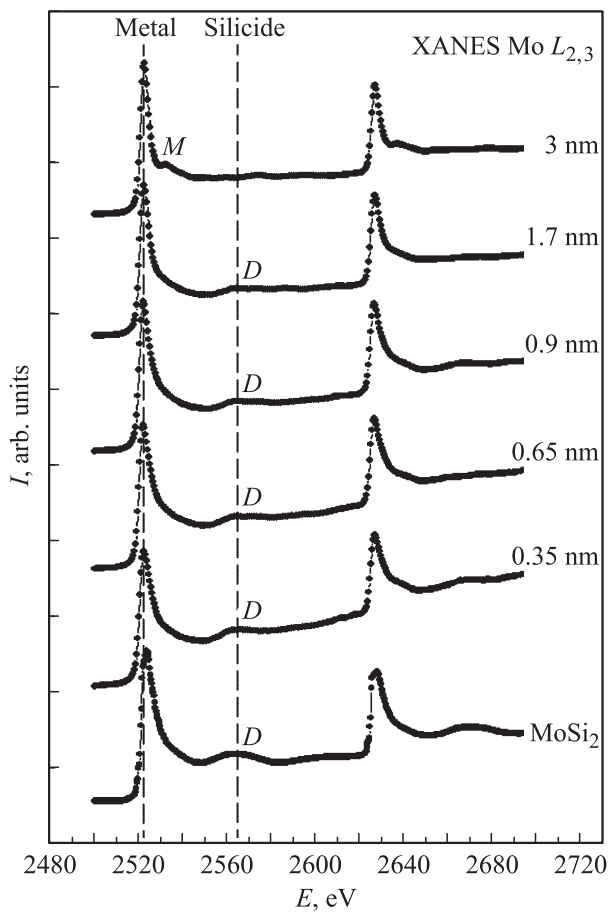


Рис. 5. Mo $L_{2,3}$ -спектры XANES МНС с различными толщинами слоев Мо и дисилицида молибдена [18].

~ 2563 eV можно судить о более или менее существенном вкладе силицидных фазообразований переходных слоев в МНС. Результаты, приведенные на рис. 4, показывают, что влияние силицидов переходных слоев Мо/Si начинает проявляться едва заметно лишь в спектрах трехслойных структур Si/Mo/Si с толщиной слоя Мо 2 nm, в которых даже не появляется максимум *M*, характерный для металла. Максимум *M* четко проявляется в спектрах МНС со слоями Мо толщиной 3 nm, приведенных на рис. 5, как и в спектрах структур, содержащих более толстые слои металла (рис. 4).

Таким образом, результаты показывают, что при малых толщинах слоев Мо вплоть до 2 nm основная масса металла расходуется на образование силицидной фазы MoSi₂ гетерофазных межслойных границ Si/Mo/Si в результате твердофазных взаимодействий кремния и молибдена. Об этом свидетельствуют наличие выраженного подъема интенсивности *D* при $E \sim 2563$ eV (рис. 5), характерного для дисилицида молибдена, и отсутствие в спектрах XANES МНС максимума *M*, характерного для металлического Мо вплоть до толщины Мо 2 nm. Относительная интенсивность спектральной особенности *D* уменьшается с ростом толщины слоя молибдена, и для образца с толщиной Мо 3 nm (в случае

МНС) исчезает (рис. 5). Это может быть объяснено тем, что с увеличением толщины прослойки металла относительный вклад силицидной пограничной фазы в формирование XANES Mo $L_{2,3}$ -спектрах уменьшается.

Микроскопические исследования сечения МНС с толщиной слоя Мо 5 nm показывают наличие переходных слоев на гетерограницах Si/Mo/Si, достигающих толщины 1.2 nm, в которых образование фазы MoSi₂ наиболее вероятно.

3.2. Дифрактометрические исследования (XRD). На рис. 6 приведены дифракционные данные для трехслойных структур с толщинами слоев молибдена 2, 10 и 100 nm. Во всех модельных трехслойных структурах, за исключением образца с толщиной молибдена 2 nm, наблюдается линия-ОЦК молибдена (110) — пик 2 (рис. 6) [19]. Пик 1 соответствует линии Si(200) подложки.

Отсутствие линии молибдена в образце с толщиной Мо 2 nm объясняется тем, что часть тонкого слоя молибдена расходуется на образование аморфных силицидных прослоек, а оставшаяся часть Мо находится в аморфном состоянии. Различие интенсивностей линий Мо(110) для образцов с толщинами Мо 10 и 100 nm обусловлено большим объемом отражающего вещества и более

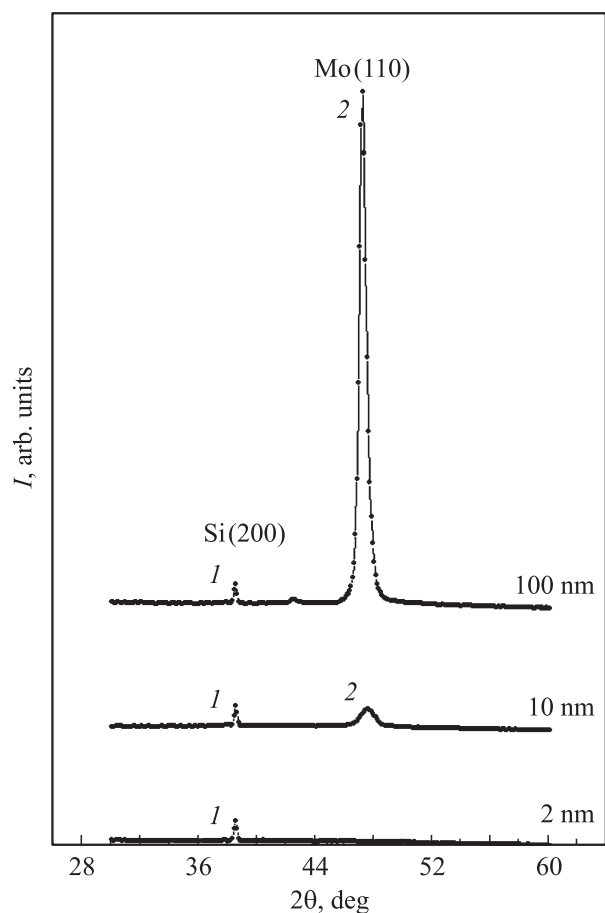


Рис. 6. Дифрактограммы трехслойных структур с различной толщиной Мо-слоя.

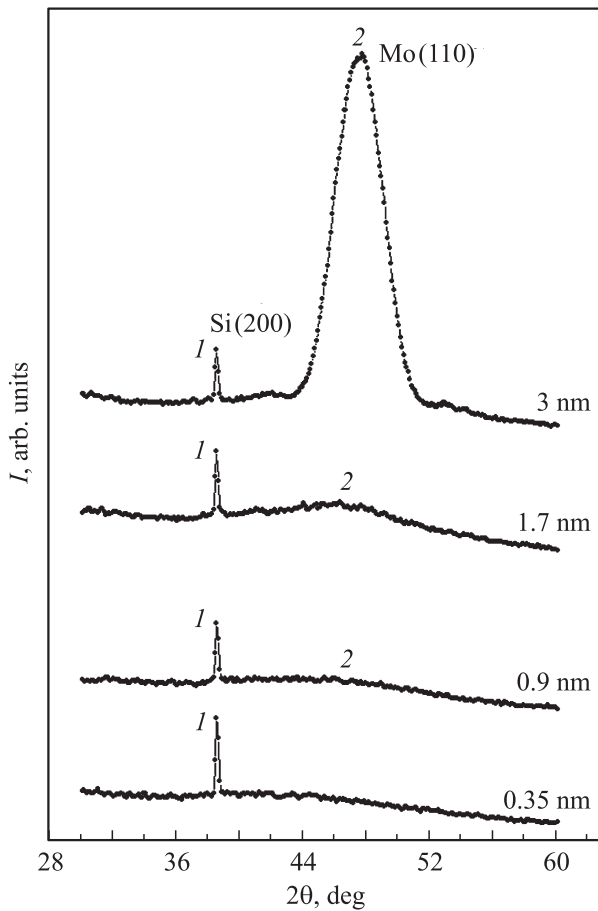


Рис. 7. Дифрактограммы многослойных структур с различными толщинами слоев Mo.

совершенной текстурой нанокристаллов молибдена в направлении [110] в более толстом слое Mo.

Размеры формирующихся кристаллов можно оценить по формуле Дебая–Шеррера

$$d = \frac{k\lambda}{\sqrt{B^2 - b^2} \cos \theta}, \quad (3)$$

где d — средний размер кристаллитов, $k = 0.94$ — постоянная, B — ширина пика исследуемого образца на половине высоты, b — ширина пика эталонного образца на половине высоты, θ — дифракционный угол.

С учетом полученных ширин линий размеры формирующихся кристаллов молибдена для образца с толщиной Mo 10 nm составляют ~ 10 nm, в то время как в образце со слоем 100 nm образуются более крупные кристаллы размером ~ 25 nm.

Представленные на рис. 7 дифрактометрические данные для МНС показывают, что только для образцов с наиболее толстыми слоями молибдена (3 nm), суммарная толщина которых составляет 486 nm, наблюдается достаточно интенсивная линия Mo(110) — пик 2. Размер кристаллов в слоях Mo составляет ~ 2.7 nm, что немного ниже номинальной толщины, но выше вели-

ны, ожидаемой нами с учетом силицидного характера межфазных прослоек.

В МНС с меньшими толщинами слоев металла не удалось зарегистрировать линию кристаллического молибдена. Однако на дифрактограммах образцов с толщинами Mo 0.9 и 1.7 nm заметен широкий наплыв в соответствующем диапазоне углов, характерный для аморфного состояния металла и/или аморфного силицида, имеющих наиболее интенсивные линии в диапазоне углов $2\theta = 47-53^\circ$.

3.3. Результаты малоугловой рентгеновской дифрактометрии. Малоугловые кривые отражения рентгеновских лучей включают области полного внешнего отражения ($2\theta < 1^\circ$) и дифракционные максимумы, число которых для исследуемых образцов достигает 12. На рис. 8 представлены примеры для двух

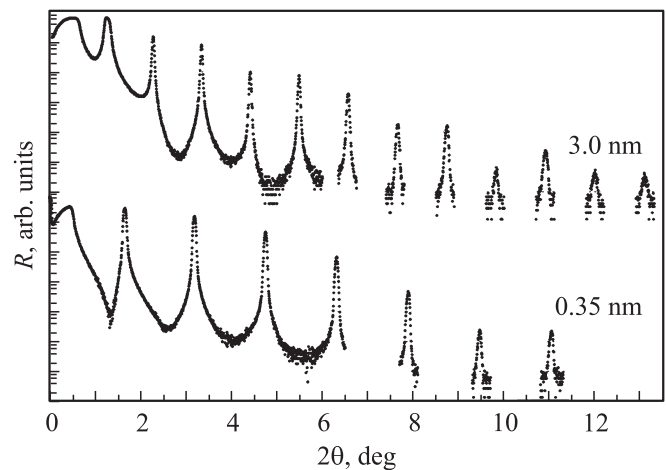


Рис. 8. Кривые малоуглового отражения рентгеновских лучей $\text{Cu } K\alpha$ с длиной волны 0.154 nm для МНС с номинальными толщинами Mo 3 и 0.35 nm.

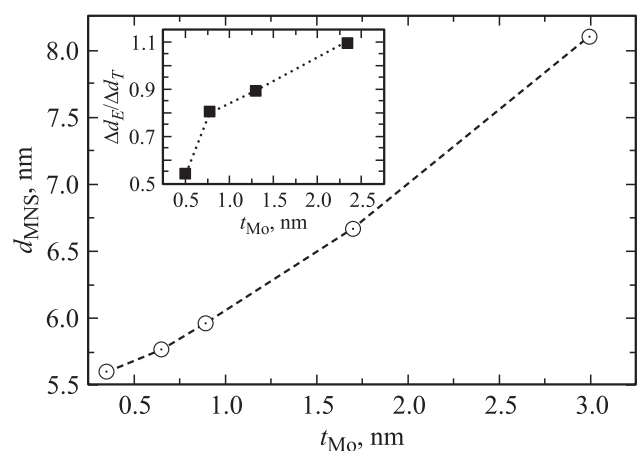


Рис. 9. Зависимость периода МНС от толщины слоя Mo. На вставке показана зависимость прироста Δd_E периода МНС от t_{Mo} , нормированная на величину прироста Δd_T периода, ожидаемую исходя из номинальных значений толщин слоев Mo.

МНС с номинальными толщинами слоев Mo 0.35 и 3 nm с 7 и 12 дифракционными максимумами соответственно.

Для ускорения измерения в диапазоне углов $6 < 2\theta < 14^\circ$, в котором межпиковое пространство имеет интенсивность ниже фона дифрактометра, регистрировались только дифракционные максимумы. Периоды МНС составляют 5.6092 ± 0.0008 и 8.1182 ± 0.0017 для образцов с толщинами слоев Mo 0.35 и 3 nm соответственно. Максимальная шероховатость межфазных границ, оцененная по угловому положению дальних максимумов, составляет менее 0.4 nm.

На вставке к рис. 9 показано, что прирост периода при больших толщинах Mo (1.7–3.0 nm) практически в 2 раза превышает прирост периода для МНС с малой толщиной t_{Mo} . Это указывает на перемешивание межфазных границ в многослойной системе Mo–Si с образованием силицидных прослоек, которое, как известно, сопровождается объемными усадками. Такие усадки приводят к наблюдаемой нелинейности.

4. Заключение

Таким образом, результаты исследований многослойных структур методом XANES с использованием синхротронного излучения, а также дифрактометрические измерения показывают следующее.

В МНС Mo/Si при толщинах слоев молибдена менее 2 nm по изменению тонкой структуры спектров XANES установлено образование силицидной фазы в результате твердофазных взаимодействий на гетерограницах слоев кремний/молибден.

В процессе магнетронного распыления молибден в МНС с толщинами Mo-слоев > 2 nm не вступает в химическую связь с остаточным кислородом и сохраняет металлическое состояние с объемно центрированной решеткой и преимущественной ориентацией Mo-нанокристаллов в направлении [110], нормальном поверхности образца.

Подтверждается аморфная структура слоев кремния, получаемых магнетронным распылением при формировании многослойных нанопериодических структур $c\text{-Si}/[\text{Si}/\text{Mo}]_n/\text{Si}$.

Список литературы

- [1] А.В. Виноградов, И.А. Брытов, А.Я. Грудский, М.Т. Коган, И.В. Кожевников, В.А. Слемзин. Зеркальная рентгеновская оптика / Под общ. ред. А.В. Виноградова. Машиностроение, Л. (1989). 463 с.
- [2] В.А. Севрюкова, Е.Н. Зубарев, В.В. Кондратенко, Ю.П. Першин, В.О. Цебенко. Физическая инженерия поверхности **9**, 2, 102 (2011).
- [3] М.М. Барышева, Ю.А. Вайнер, Б.А. Грибков, М.В. Зорина, А.Е. Пестов, Д.Н. Рогачев, Н.Н. Салашенко, Н.И. Чхало. Изв. РАН. Сер. физ. **75**, 1, 71 (2011).
- [4] M. Watanabe, T. Ejima, N. Miyata, T. Imazono, M. Yanagihara. Nucl. Sci. Techn. **17**, 5, 257 (2006).
- [5] Т.М. Иванова, В.А. Терехов, Л.А. Бабаева, В.В. Кондратенко, Ю.П. Першин, И.В. Кожевников. Неорган. материалы **28**, 3 541 (1992).
- [6] H. Aritani, M. Tamai, K. Konishi. Activity report / UVSOR. Ultraviolet Synchrotron Orbital Radiation Facility, Japan (2003). P. 83.
- [7] K. Matsui, T. Tsujii, K. Mitsuhashi, Y. Yoshimura, H. Saisho, H. Iwasaki. Mem. SR Center Ritsumeikan Univ. **7**, 109 (2005).
- [8] M. Kasrai, W.N. Lennard, R.W. Brunner, G.M. Bancroft, J.A. Bardwell, K.H. Tan. Appl. Surf. Sci. **99**, 302 (1996).
- [9] Т.М. Зимкина, В.А. Фомичев. Ультратягкая рентгеновская спектроскопия. Изд-во ЛГУ, Л. (1971). 132 с.
- [10] М.А. Румш, А.П. Лукирский, В.Н. Щемелев. Изв. АН СССР. Сер. физ. **25**, 8, 1060 (1961).
- [11] F.C. Brown, O.P. Rustgi. Phys. Rev. Lett. **28**, 8, 497 (1972).
- [12] В.А. Терехов, Э.П. Домашевская. Изв. АН СССР. Сер. физ. **49**, 8, 1531 (1985).
- [13] В.А. Терехов, Е.И. Теруков, И.Н. Трапезникова, В.М. Кашкаров, О.В. Курило, С.Ю. Турищев, А.Б. Голоденко, Э.П. Домашевская. ФТП **39**, 7, 863 (2005).
- [14] В.Г. Литовченко, А.П. Горбань. Основы физики микроэлектронных систем металл–диэлектрик–полупроводник. Наук. думка, Киев. (1978) 316 с.
- [15] E.H. Nicollian. MOS physics and technology. Wiley, N.Y. (1984). 760 p.
- [16] H. Aritani, T. Tanaka, T. Funabiki, S. Yoshida, K. Eda, N. Sotani, M. Kudo, S. Hasegawa. J. Phys. Chem. **100**, 19495 (1996).
- [17] H. Hu, I.E. Wachs, S.R. Bare. J. Phys. Chem. **99**, 10 897 (1995).
- [18] H.L. Meyerheim, U. Dobler, A. Puschmann, K. Baberschke. Phys. Rev. B **41**, 9, 5871 (1990).
- [19] JCPDS–ICDD. 2001. PDF-2 database (USA). Card N 42-1120.