

Формирование интерфейса Co/Si(110): фазовый состав и магнитные свойства

© М.В. Гомоюнова, Г.С. Гребенюк, К.М. Попов, И.И. Пронин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: Igor.Pronin@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 31 октября 2012 г.)

Методом фотоэлектронной спектроскопии высокого энергетического разрешения с использованием синхротронного излучения, а также магнитного линейного дихроизма в фотоэмиссии остовных электронов исследовано формирование интерфейса Co/Si(110) 16×2 и его магнитные свойства. Показано, что при покрытиях менее 7 \AA нанесение кобальта на поверхность кремния, находящуюся при комнатной температуре, приводит к образованию сверхтонкого (1.7 \AA) слоя интерфейсного силицида кобальта и пленки твердого раствора кремния в кобальте. Ферромагнитное упорядочение интерфейса возникает при дозе напыления, равной $6-7 \text{ \AA}$, когда на слое твердого раствора начинает расти пленка металлического кобальта. Отжиг образца, покрытого пленкой Co нанометровой толщины, приводит при температурах выше $\sim 300^\circ\text{C}$ к постепенному исчезновению пленки металла и формированию четырех силицидных фаз — метастабильного ферромагнитного силицида Co_3Si и трех стабильных немагнитных силицидов кобальта — Co_2Si , CoSi и CoSi_2 .

Введение

Взаимодействие атомов кобальта с поверхностью кремния изучается уже более двух десятилетий [1–11]. Однако почти все исследования были проведены при нанесении кобальта на грани Si(111) и Si(100). Что касается третьей основной грани монокристаллического кремния — Si(110), то до настоящего времени она была вне поля зрения исследователей. Между тем изучение системы Co/Si(110) представляет несомненный интерес для выяснения влияния атомного строения поверхности подложки на механизм формирования интерфейса кобальт–кремний.

В последние годы в связи с интенсивным развитием спинтроники возникла проблема изучения магнитных свойств сверхтонких слоев кобальта на кремнии, а также интерфейса Co/Si [12,13]. В силу высокой реакционной способности данной системы изучение магнитных свойств тонких пленок кобальта является достаточно сложной задачей, и получение надежной информации требует проведения исследований *in situ* в условиях сверхвысокого вакуума. Этим критериям, насколько нам известно, удовлетворяют лишь работы, выполненные также только для граней Si(111) и Si(100) [14–19]. Целью настоящего исследования было восполнить этот пробел и изучить *in situ* особенности формирования межфазовой границы Co/Si(110) и ее магнитные свойства. В работе найдены корреляции изменений элементного, фазового состава интерфейса и его ферромагнитного упорядочения на начальных стадиях формирования межфазовой границы при комнатной температуре. Изучены также реакции силицидообразования, протекающие в системе при повышенных температурах.

1. Техника эксперимента

Основным методом исследования являлась фотоэлектронная спектроскопия высокого энергетического разрешения с применением синхротронного излучения. Эксперименты выполнены в Российско-Германской лаборатории на синхротроне HZB BESSY II. Регистрировались спектры остовных (Si 2*p*, Co 3*p*) и валентных электронов. Энергия фотонов менялась в диапазоне от 110 до 600 eV. Основные измерения были проведены при энергии 135 eV, которая соответствует максимальной поверхностной чувствительности спектров Si 2*p* и Co 3*p*. Использовался спектрометр с полусферическим анализатором (200 mm), энергетическое разрешение которого (с учетом монохроматора) составляло 100 meV. Атомная структура поверхности контролировалась методом дифракции медленных электронов. Ферромагнитное упорядочение формирующегося интерфейса исследовалось с помощью эффекта магнитного линейного дихроизма в угловом распределении остовных электронов Co 3*p*.

Кремниевые подложки изготавливались из пластин монокристаллического кремния КЭФ-1, разориентация поверхности которых относительно грани (110) составляла $\sim 0.1^\circ$. Очистка поверхности образцов проводилась стандартным способом: сначала химической обработкой *ex situ*, а затем высокотемпературным прогревом в глубоком вакууме [9]. Она обеспечивала получение атомно-чистой поверхности кремния, характеризуемой типичной для исследованной грани дифракционной картиной Si(110) 16×2 . Кобальт на поверхность кремния наносился при комнатной температуре с помощью тщательно обезгаженного источника, в котором стержень из особо чистого испаряемого металла нагревался электронной бомбардировкой. При этом скорость напыления составляла $1 \text{ \AA}/\text{min}$, а максимальное покрытие — 20 \AA . Экспе-

рименты проведены в условиях сверхвысокого вакуума (10^{-10} mbar).

2. Формирование интерфейса при комнатной температуре

Типичные спектры Si 2*p*-электронов, снятые после нанесения на кремний разных доз кобальта при комнатной температуре, приведены на рис. 1. Из него видно, что напыление металла приводит к систематическому изменению формы линии, отражающему изменение состояния атомов Si в анализируемом приповерхностном слое [20]. Более детальную информацию о процессе формирования интерфейса Co/Si можно получить с помощью разложения измеренных спектров на элементарные составляющие. Для этого использовалась стандартная процедура, описанная в работе [9]. Полученные результаты также представлены на рис. 1. Спектр чистой поверхности кремния в согласии с данными [21] состоит из объемной моды *B* и четырех поверхностных составляющих *S*₁–*S*₄. Напыление 3 Å кобальта приводит к исчезновению всех поверхностных мод, что означает утрату поверхности ее исходной реконструкции. Кроме того, в спектре затухает мода объемного кремния и появляются новые компоненты (*I*, *C* и *S*) с энергиями связи 99.52, 98.93 и 98.73 eV соответственно. Эти значения согласуются с данными, полученными ранее в тех же экспериментальных условиях для интерфейсов Co/Si(100) и Co/Si(111) [22]. Учитывая это обстоятельство, моду *I* следует приписать интерфейсному силициду CoSi, моду *C* — пленке твердого раствора кремния в кобальте, а компоненту *S* — поверхностной составляющей этой фазы.

Относительные интенсивности мод меняются с ростом покрытия. Так, мода *C* сначала возрастает, а при покрытиях более 7.5 Å убывает. Усиление этой компоненты обусловлено увеличением толщины слоя твердого раствора Co–Si, а ослабление — последующим ростом на нем пленки чистого кобальта. Существенно усиливается с ростом покрытия и мода *S*, что свидетельствует о сегрегации кремния на поверхности пленки кобальта. При покрытиях, превышающих 12.5 Å, в спектре появляется новая компонента (*A*) с энергией связи 99.26 eV. Она отличается аномально малой шириной линии (150 meV) и типична для атомов кремния, адсорбированных на поверхности металла [18,19].

Опираясь на определенные из эксперимента зависимости интенсивности различных мод спектров Si 2*p* от покрытия, мы оценили толщины слоев интерфейса, соответствующих данным модам. При этом мы исходили из предположения об экспоненциальном затухании сигнала от каждого интерфейсного слоя с увеличением глубины его залегания. Полученные результаты показаны на рис. 2. Из него видно, что на ранней стадии нанесения кобальта на поверхности кремния быстро образуется тонкий слой интерфейсного силицида CoSi, эффективная

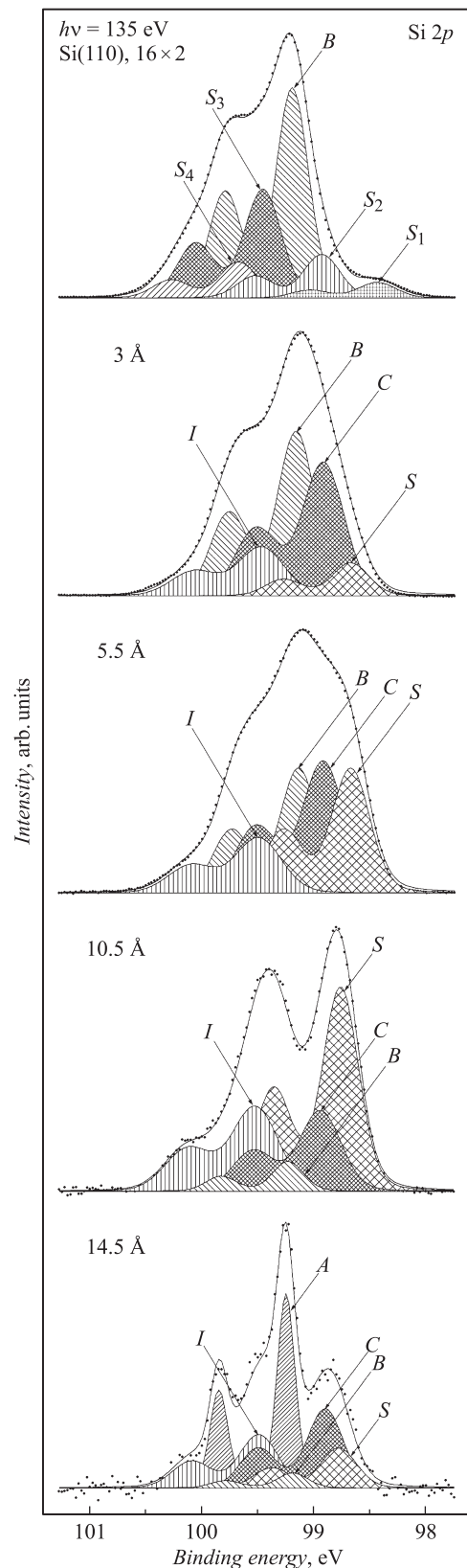


Рис. 1. Спектры фотовозбужденных 2*p*-электронов кремния, измеренные после нанесения на поверхность образца различных покрытий кобальта. Разной штриховкой показаны моды спектров, соответствующие локализации атомов Si в различных фазах.

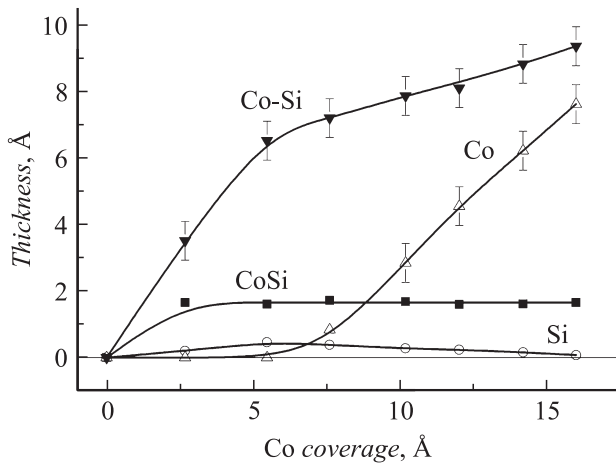


Рис. 2. Зависимости эффективной толщины слоев различных химических фаз, образующихся в области интерфейса, от величины покрытия.

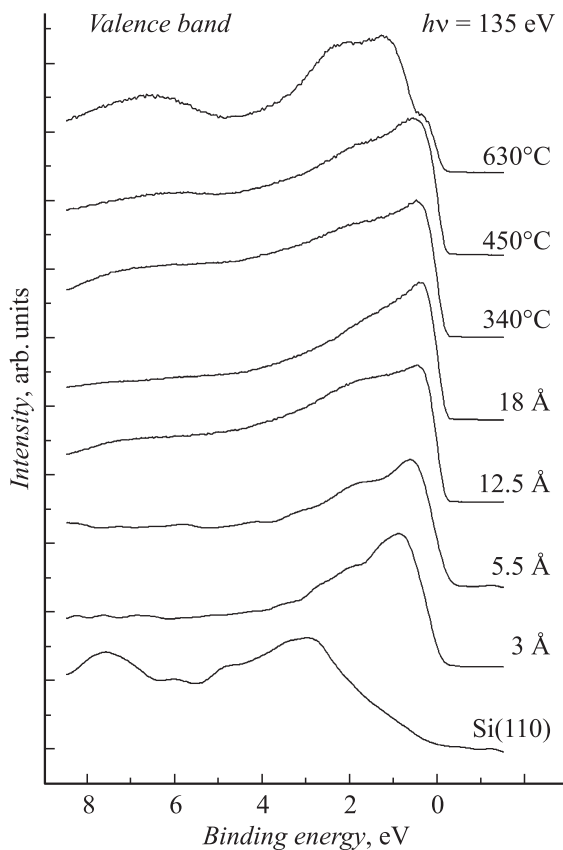


Рис. 3. Спектры валентных электронов, измеренные для чистой и покрытой кобальтом поверхности кремния.

толщина которого (1.7 Å) остается неизменной при покрытиях более 2.5 Å Co. На этом слое сразу же начинает расти островковая пленка твердого раствора кремния в кобальте, которая при покрытии около 6 Å становится сплошной. Далее ее рост замедляется в связи с началом формирования пленки чистого кобальта. При этом в

диапазоне покрытий до ~ 15 Å поверхность кобальта оказывается покрытой субмонослойной пленкой сегрегированного кремния. Динамика изменения спектров валентных электронов с увеличением покрытия (рис. 3) хорошо согласуется с такой картиной формирования интерфейса.

Таким образом, из полученных результатов следует, что исследованная межфазовая граница не является атомно-резкой, а сходна с интерфейсами, образующимися при напылении кобальта на другие грани кремния [18,19].

3. Магнитное упорядочение интерфейса

Обратимся теперь к результатам исследования магнитных свойств интерфейса. Искомая информация, как уже отмечалось, была получена с помощью метода, основанного на эффекте магнитного линейного дихроизма (МЛД) в фотоэмиссии электронов Co 3p. Эффект проявляется в зависимости формы линии фотовозбужденных линейно поляризованным светом остовных электронов (при их регистрации в узком телесном угле) от направ-

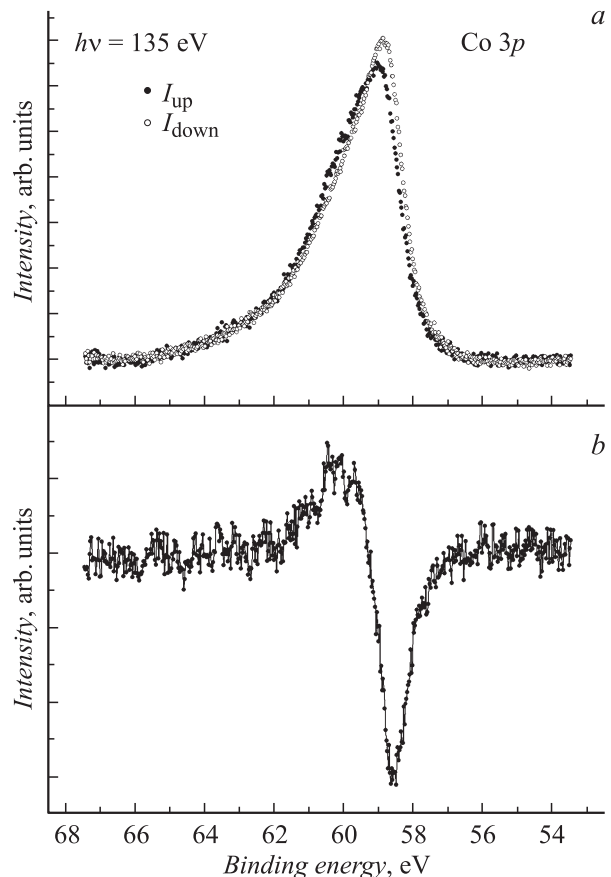


Рис. 4. Спектры 3p-электронов кобальта, измеренные при двух противоположных направлениях намагниченности образца после нанесения на него 10.5 Å кобальта (a), и соответствующая этим спектрам разностная кривая (b).

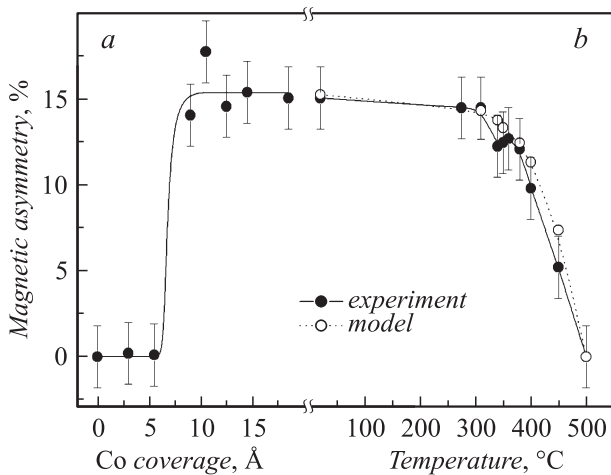


Рис. 5. Зависимости амплитуды магнитной асимметрии A от величины покрытия (а) и температуры отжига образца (б).

ления намагниченности образца в плоскости поверхности [23–26]. Причиной возникновения эффекта является энергетическое расщепление спин-орбитального дублета $Co\ 3p^{1/2,3/2}$ на подуровни с различными магнитными квантовыми числами m_j , что обусловлено взаимодействием остоного уровня с магнитополяризованной валентной зоной.

Для намагничивания образцов использовалась пара катушек Гельмгольца, помещенных внутри вакуумной камеры, через которые пропускались импульсы тока, создававшие вблизи образца магнитное поле напряженностью 10^3 Ое. Спектры $3p$ -электронов кобальта измерялись в режиме остаточной намагниченности для двух противоположных ориентаций поля („up“ и „down“). При малых дозах напыления (до ~ 6 Å Co) спектры $I_{up}(E)$ и $I_{down}(E)$ были нечувствительны к намагничиванию образца и практически совпадали. Это свидетельствует об отсутствии эффекта МЛД и, следовательно, ферромагнитного упорядочения интерфейса на начальной стадии его формирования. Эффект был обнаружен лишь после нанесения 7 Å Co. Его иллюстрируют данные, приведенные на рис. 4, а. Для более наглядной демонстрации различий спектров $I_{up}(E)$ и $I_{down}(E)$ на рис. 4, б приведена разностная кривая $I_{up}(E) - I_{down}(E)$. На ней четко видны минимум и максимум, соответствующие подуровням $m_j = \pm 3/2$ мультиплета $Co\ 3p$ [25].

Величина эффекта МЛД может быть охарактеризована магнитной асимметрией $S(E)$, которую обычно определяют следующим образом:

$$S(E) = [I_{up}(E) - I_{down}(E)] / [I_{up}(E) + I_{down}(E)].$$

Количественной мерой ферромагнитного упорядочения пленки является амплитуда магнитной асимметрии $A = [S(E)_{max} - S(E)_{min}] 100\%$. Экспериментальные данные, иллюстрирующие зависимость этой величины от дозы напыления кобальта, представлены на рис. 5, а.

С увеличением покрытия амплитуда магнитной асимметрии быстро возрастает от нуля (для покрытий менее 6 Å Co) до примерно 15% для покрытий 10 – 20 Å. Видно, что ферромагнитное упорядочение интерфейса носит пороговый характер и наблюдается в диапазоне покрытий 6 – 7 Å. Оно происходит на стадии появления на пленке твердого раствора Co – Si фазы металлического кобальта. Причиной возникновения порога, по-видимому, являются либо изменение направления намагниченности ферромагнитного слоя Co – Si с ростом его толщины (от перпендикулярного поверхности к параллельному ей) [27,28], либо сильная зависимость температуры Кюри от толщины пленки [29].

4. Термостимулированные твердофазные реакции

Рассмотрим теперь процессы, протекающие при отжиге образца, на поверхность которого было нанесено 2 nm Co. При такой дозе на его поверхности образуется пленка металлического кобальта толщиной 1 – 1.2 nm, которая приводит к полному затуханию линии $Si\ 2p$ в спектре фотоэлектронов, возбуждаемых излучением с энергией фотонов 135 eV. Появление этой линии после отжига образца является четким индикатором протекания твердофазных термостимулированных реакций в анализируемом приповерхностном слое толщиной около 1.5 nm. При использовании пятиминутных отжигов линия кремния появлялась при температуре $270^\circ C$. Динамика изменения спектров $2p$ -электронов кремния с дальнейшим повышением температуры показана на рис. 6. Здесь же представлены и результаты разложения спектров на составляющие. Обращает на себя внимание, что на всех стадиях отжига изучаемая система является многофазной. Помимо наблюдавшихся в ходе напыления кобальта мод сегрегированного кремния (S) и адатомов кремния (A) в спектрах обнаруживаются четыре новые составляющие — моды E (98.9 eV), F (99.18 eV), M (99.55 eV) и D (99.25 eV). Первая из них является доминирующей после отжига образца при температурах 310 и $380^\circ C$. Дальнейшее повышение температуры до $450^\circ C$ приводит к существенному уменьшению интенсивности моды E и резкому усилению моды F . Наконец, отжиг образца при температуре $630^\circ C$ сопровождается исчезновением мод E и F , значительным усилением моды M , а также появлением еще одной компоненты D .

Идентифицировать полученные фазы, в частности, соответствующие модам F и M , помогает анализ измеренных в тех же условиях спектров валентной зоны, некоторые из которых представлены в верхней части рис. 3. Спектры, полученные нами после отжига образца при температурах 450 и $630^\circ C$, оказались хорошо согласующимися с литературными данными для двух стабильных силицидов кобальта — Co_2Si и $CoSi$ [2,6]. Учитывая, что в этих условиях в спектрах электронов $Si\ 2p$ доминируют моды F и M , можно сделать вывод

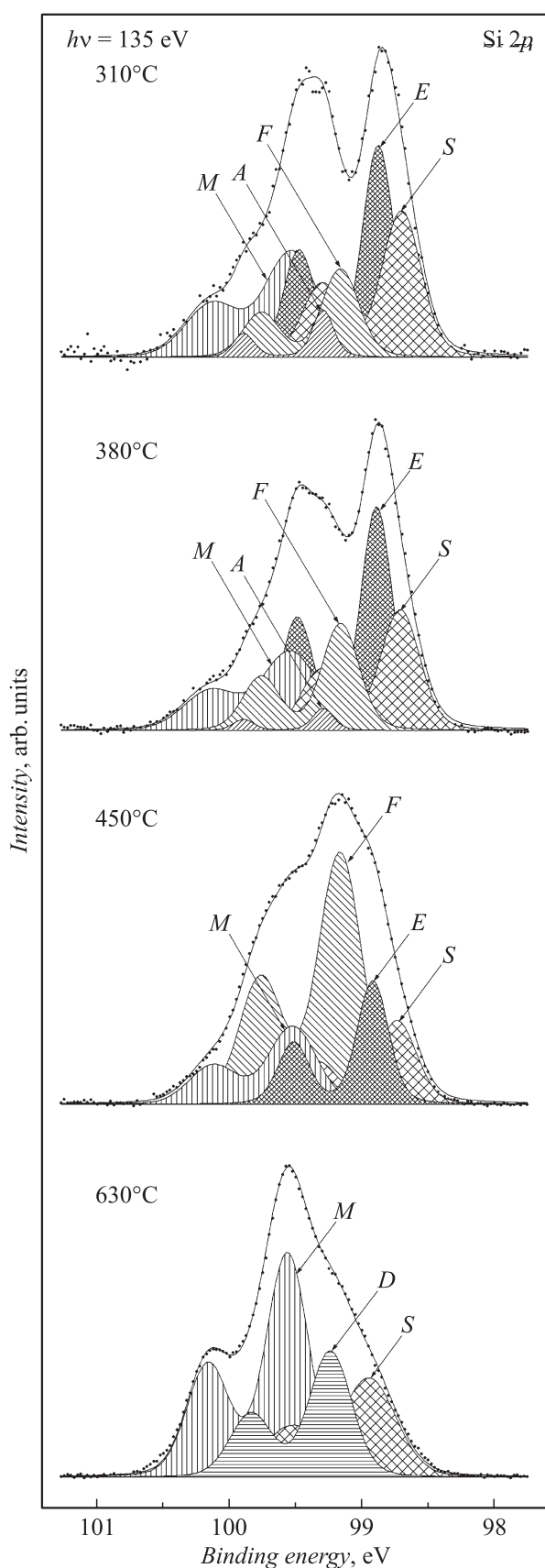


Рис. 6. Спектры Si 2*p*-электронов, измеренные после отжига образца с напыленной пленкой кобальта до различных температур, и результаты их разложения на составляющие.

Эффективные толщины (в Å) слоев кобальта и его силицидов, образующихся в процессе отжига образца при различных температурах

$T, ^\circ\text{C}$	310	340	350	380	400	450	500	630
Co	6.0	4.3	3.5	2.6	1.9	0.8	0	0
Co ₃ Si	2.3	2.8	2.8	2.6	2.1	1.0	0	0
Co ₂ Si	1.6	1.8	1.9	2.5	3.2	4.9	1.9	0
CoSi	5.0	6.1	6.7	7.3	7.7	8.2	12.9	3.6
CoSi ₂	—	—	—	—	—	—	—	10.9

о том, что они соответствуют именно этим силицидам кобальта. Что же касается моды *D*, обнаруженной при максимальной температуре отжига, то она соответствует дисилициду кобальта (CoSi₂), который формируется при наиболее высоких температурах [9].

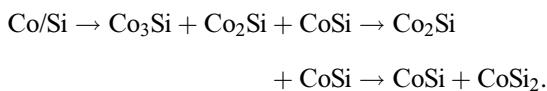
Наибольший интерес представляет интерпретация моды *E*, проявлявшейся наиболее сильно в диапазоне температур 310–380°C. Ее энергетическое положение близко к энергии связи атомов кремния в твердом растворе Co–Si. Однако полуширина линии (250 meV) существенно меньше соответствующей характеристике моды *C* твердого раствора (420 meV), что свидетельствует об образовании еще одной силицидной фазы, отличной от рассмотренных выше Co₂Si, CoSi и CoSi₂. Такой фазой, как следует из диаграммы состояния системы кобальт-кремний [30], может являться лишь силицид Co₃Si. Однако стабильным это соединение является лишь в узком температурном интервале в области 1200°C. В нашем же случае из-за неравновесных условий формирования этот силицид находится в метастабильном состоянии. В пользу такой интерпретации моды *E* свидетельствуют и результаты исследования системы Fe/Si [26]. В случае железа, являющегося ближайшим соседом кобальта в периодической системе, в спектре Si 2*p* имеется аналогичная мода, которой соответствует силицид Fe₃Si.

Следует отметить, что в литературе, насколько нам известно, до сих пор не было сообщений о синтезе Co₃Si на поверхности кремния. По-видимому, это связано с тем, что без использования метода фотоэлектронной спектроскопии высокого энергетического разрешения его было трудно выделить среди других силицидов кобальта, формирующихся в этой многофазной системе.

Для получения более детальной информации о динамике изменения с температурой строения приповерхностной области образца были построены температурные зависимости интенсивности всех компонент спектров Si 2*p* и проведено их численное моделирование с варьированием толщин слоев различных силицидов кобальта. При этом полагалось, что содержание кремния в слоях разных силицидов увеличивается с глубиной. Полученные результаты приведены в таблице, где для всех температур указаны эффективные толщины формирующихся слоев. Обращает на себя внимание, что пленка чистого кобальта довольно медленно исчезает с

поверхности по мере роста температуры отжига. Следы этой пленки прослеживаются вплоть до 500°C. В этом же температурном интервале наблюдается и метастабильная фаза Co₃Si. Однако толщина слоя этого силицида слабо меняется с ростом температуры, демонстрируя небольшой максимум (2.8 Å) при 340–350°C. Силициды с более высоким содержанием кремния обнаруживаются в более широком диапазоне температур. Сказанное, по видимому, справедливо и для соединения CoSi₂, данные о формировании которого при температурах ниже 600°C не удалось получить из-за слишком высокой поверхностной чувствительности использованного метода.

Обобщая полученные данные, можно сделать вывод, что твердофазные реакции силицидообразования, протекающие в данной системе с повышением температуры, могут быть описаны следующей схемой:



В заключение настоящего раздела рассмотрим влияние отжига образца на магнитные свойства интерфейса. Зависимость амплитуды магнитной асимметрии A от температуры отжига приведена на рис. 4, *b*. Как видно из рисунка, величина A практически не меняется в диапазоне температур до 300°C. Далее, при повышении температуры до 350°C она снижается с 15% до 12%. Наконец, в диапазоне температур 400–500°C она падает практически до нуля. Обнаруженное исчезновение эффекта МЛД, свидетельствующее об утрате образцом его ферромагнитных свойств, очевидно, может быть вызвано твердофазными реакциями, которые превращают магнитные фазы в немагнитные. Для проверки правильности этого предположения была проведена оценка ожидаемых значений амплитуды магнитной асимметрии на разных этапах отжига образца. Она базировалась на результатах исследования строения интерфейса, представленных в таблице. При этом полагалось, что вклад в МЛД дают лишь слои чистого кобальта и силицида Co₃Si, которые в соответствии с результатами работ [18,19] характеризовались значениями A , равными 15.2 и 11%. Ожидаемая величина A принималась равной сумме этих значений, взятых со статистическими весами, соответствующими вкладу каждого из магнитных слоев в измеряемый сигнал электронов Co 3р.

Результаты расчетов представлены на рис. 5, *b*. Видно, что они достаточно хорошо согласуются с экспериментом. Это согласие наглядно подтверждает вывод о том, что с повышением температуры отжига в приповерхностной области образца происходит постепенная трансформация магнитных слоев в немагнитные. Кроме того, оно доказывает правильность представленной модели строения приповерхностной области образца на разных стадиях отжига.

Заключение

Таким образом, в настоящей работе показано, что, как и в случае систем Co/Si(100) и Co/Si(111), на начальной стадии нанесения кобальта на кремний на нем образуется сверхтонкий слой интерфейсного силицида CoSi, покрытый твердым раствором кремния в кобальте. При дальнейшем нанесении металла на этом слое растет пленка кобальта, частично покрытая сегрегированным кремнием. Ферромагнитное упорядочение интерфейса обнаруживается на стадии начала формирования пленки кобальта.

При отжиге образца, покрытого слоем кобальта нанометровой толщины, образуется ряд силицидов, включающий метастабильный ферромагнитный силицид Co₃Si и три стабильные немагнитные фазы (Co₂Si, CoSi, CoSi₂). Определены области температурной стабильности обнаруженных силицидов и показано, что при температурах выше 300°C твердофазные реакции силицидообразования приводят к трансформации ферромагнитных фаз в немагнитные.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 10–02–00632) и Российско-германской лаборатории в HZB BESSY.

Список литературы

- [1] *Derrien J.* // Surf. Sci. 1986. V. 168. P. 171–183.
- [2] *Pirri C., Peruchetti J.C., Gewinner G., Bolmont D.* // Sol. Stat. Commun. 1986. V. 57. P. 361–364.
- [3] *Gallego J.M., Miranda R., Molodtsov S., Laubschat C., Kaindl G.* // Surf. Sci. 1990. V. 239. P. 203–212.
- [4] *Bulle-Lieuwma C.W.T., van Ommen A.H., Hornstra J., Aussems C.N.A.M.* // J. Appl. Phys. 1992. V. 71. P. 2211–2224.
- [5] *Rangelov G., Augustin P., Stober P.J., Fauster Th.* // Phys. Rev. B. 1994. V. 49. P. 7535–7542.
- [6] *Von Kanel H., Schwarz C., Goncalves-Conto S., Muller E., Miglio L., Tavazza F., Malegori G.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 1163–1166.
- [7] *Horsfield A.P., Fujutani H.* // Phys. Rev. B. 2001. V. 63. P. 235 303–235 309.
- [8] *Гомоюнова М.В., Пронин И.И., Галль Н.Р., Молодцов С.Л., Вялых Д.В.* // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 12. С. 25–32.
- [9] *Gomoyunova M.V., Pronin I.I., Gall N.R., Vyalikh D.V., Molodtsov S.L.* // Surf. Sci. 2005. V. 578. P. 174–182.
- [10] *Pan J.S., Liu R.S., Zhang Z., Poon S.W., Ong W.J., Tok E.S.* // Surf. Sci. 2006. V. 600. P. 1308–1318.
- [11] *Dash S.P., Goll D., Carstanjen H.D.* // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. P. 132 109(4).
- [12] *Yaacoub N., Meny Ch., Ulhaq-Bouillet C., Acosta M., Panissod P.* // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. P. 174402 (6).
- [13] *Valvidares S.M., Quirós C., Mirone A., Tonnerre J.-M., Stanescu S., Bencok P., Souche Y., Zárata L., Martín J.I., Vélez M., Brookes N.B., Alameda J.M.* // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. P. 064 406 (7).

- [14] Tsay J.S., Yang C.S., Liou Y., Yao Y.D. // J. Appl. Phys. 1999. V. 85. P. 4967–4969.
- [15] Tsay J.S., Yao Y.D., Wang K.C., Cheng W.C., Yang C.S. // J. Appl. Phys. 2002. V. 91. P. 8766–8768.
- [16] Tsay J.S., Fu T.Y., Lin M.H., Yang C.S., Yao Y.D. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. P. 102 506 (3).
- [17] Chang H.W., Tsay J.S., Hung Y.C., Yuan F.T., Chan W.Y., Su W.B., Chang C.S., Yao Y.D. // J. Appl. Phys. 2007. V. 101. P. 09D 124 (3).
- [18] Пронин И.И., Гомоюнова М.В., Соловьев С.М., Вилков О.Ю., Вялых Д.В. // ФТТ. 2011. Т. 53. С. 573–578.
- [19] Гомоюнова М.В., Гребенюк Г.С., Пронин И.И. // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 6. С. 120–124.
- [20] Гомоюнова М.В., Пронин И.И. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 10. С. 1–34.
- [21] Kim N.D., Kim Y.K., Park C.Y., Yeom H.W., Koh H., Rotenberg E., Ahn J.R. // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. P. 125 309 (5).
- [22] Гомоюнова М.В., Гребенюк Г.С., Пронин И.И. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. Вып. 23. С. 76–81.
- [23] Roth Ch., Hillebrecht F.U., Rose H.B., Kisker E. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. P. 3479–3482.
- [24] Sirotti F., Rossi G. // Phys. Rev. B. 1994. V. 49. P. 15 682–15 687.
- [25] Janke-Gilman N., Hochstrasser M., Willis R.F. // Phys. Rev. B. 2004. V. 70. P. 184–439 (12).
- [26] Pronin I.I., Gomyunova M.V., Malygin D.E., Vyalikh D.V., Dedkov Yu.S., Molodtsov S.L. // J. Appl. Phys. 2008. V. 104. P. 104 914 (10).
- [27] Castrucci P., Gunnella R., Bernardini R., Falcioni P., de Crescenzi M. // Phys. Rev. B. 2002. V. 65. P. 235 435 (5).
- [28] Garreau G., Hajjar S., Bubendorff J.L., Pirri C., Berling D., Mehdaoui A., Stephan R., Wetzell P., Zabrocki S., Gewinner G., Boukari S., Beaurepaire E. // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. P. 094 430 (10).
- [29] Vaz C.A.F., Bland J.A.C., Lauhoff G. // Rep. Prog. Phys. 2008. V. 71. P. 056 501.
- [30] Хансен Б., Андерко В. Структуры двойных сплавов. Т. 1. М.: Металлургия, 1965. С. 533.