

PACS numbers: 07.85.Jy, 61.05.cf, 61.05.cm, 61.80.-x, 68.37.Lp, 68.65.Ac, 81.15.Jj

Ионно-лучевое перемешивание в слоистых системах

Е. Н. Зубарев

*Национальный технический университет «ХПИ»,
ул. Фрунзе, 21,
61002 Харьков, Украина*

При малых дозах облучения (ионами He^+ до $\Phi \leq 5 \cdot 10^{20}$ ион/ м^2 и ионами Ar^+ до $\Phi \leq 1,3 \cdot 10^{18}$ ион/ м^2) толщина силицидных фаз на межфазных границах раздела Мо-на-Si и Si-на-Мо увеличивается одинаково и линейно с дозой облучения. Средний атомный состав аморфных перемешанных зон соответствует сплаву состава $\text{MoSi}_{8,2}$ и $\text{MoSi}_{3,9}$ при облучении ионами He^+ и Ar^+ соответственно. При увеличении дозы облучения наблюдается уменьшение плотности аморфных перемешанных зон. На температурной зависимости ионно-лучевого перемешивания многослойных структур Мо/Si, облученных ионами He^+ , наблюдаются два участка: 1 — слабой зависимости ($T_{\text{обл}} \leq 260^\circ\text{C}$), 2 — сильной зависимости ($T_{\text{обл}} > 260^\circ\text{C}$) от температуры облучения. Энергии активации ионно-лучевого перемешивания для указанных участков составляют $Q_1 \approx 0,02$ эВ и $Q_2 \approx 0,5$ эВ соответственно. Особенности ионно-лучевого перемешивания объясняются на основе перемешивания в субкаскадах столкновений.

При малых дозах опромінення (іонами He^+ до $\Phi \leq 5 \cdot 10^{20}$ йон/ м^2 та іонами Ar^+ до $\Phi \leq 1,3 \cdot 10^{18}$ йон/ м^2) товщина силіцидних фаз на міжфазних межах поділу Мо-на-Si і Si-на-Мо збільшується однаково і лінійно з дозою опромінення. Середній атомовий склад аморфних перемішаних зон відповідає ступу $\text{MoSi}_{8,2}$ і $\text{MoSi}_{3,9}$ при опроміненні іонами He^+ і Ar^+ відповідно. При збільшенні дози опромінення спостерігається зменшення густини аморфних перемішаних зон. На температурній залежності йонно-променевого перемішування багатошарових структур Мо/Si, опромінених іонами He^+ , спостерігаються дві ділянки: 1 — слабкої залежності ($T_{\text{опр}} \leq 260^\circ\text{C}$), 2 — сильної залежності ($T_{\text{опр}} > 260^\circ\text{C}$) від температури опромінення. Енергія активації йонно-променевого перемішування на зазначених ділянках складає $Q_1 \approx 0,02$ еВ і $Q_2 \approx 0,5$ еВ відповідно. Особливості йонно-променевого перемішування пояснюються на основі перемішування у каскадах зіткнень.

Thickness of silicide phases at Mo-on-Si and Si-on-Mo interfaces increases identically and linearly with a dose of irradiation at the small doses (by He^+

ions to $\Phi \leq 5 \cdot 10^{20}$ ion/m² and Ar⁺ ions to $\Phi \leq 1.3 \cdot 10^{18}$ ion/m²). Mean atomic composition of amorphous intermixed zones corresponds to alloys of MoSi_{8,2} and MoSi_{3,9} compositions under the irradiation by He⁺ and Ar⁺ ions, respectively. Density of the amorphous intermixed areas decreases when the irradiation dose increases. There are two areas corresponding to weak dependence ($T_{\text{irr}} \leq 260^\circ\text{C}$) and strong dependence ($T_{\text{irr}} > 260^\circ\text{C}$) of ion-beam mixing of Mo/Si multilayered structures irradiated by He⁺ on irradiation temperature. Activation energies of the ion-beam mixing are equal $Q_1 \approx 0.02$ eV и $Q_2 \approx 0.5$ eV for the indicated areas, respectively. The features of the ion-beam mixing are explained by mixing in collision subcascades.

Ключевые слова: многослойная периодическая структура, ионно-лучевое перемешивание, каскад столкновений, малоугловая рентгеновская дифрактометрия, электронная микроскопия.

(Получено 25 января 2010 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Ускоренная частица при внедрении в твердое тело тормозится за счет упругих столкновений с ионным остовом и неупругих с электронами. Упругие столкновения вызывают смещение атомов мишени и образованию первичных и вторичных радиационных дефектов. Если смещение атомов происходит вблизи межфазной границы раздела, возникает ионно-лучевое перемешивание (ИЛП). Явление ионно-лучевого перемешивания является существенно неравновесным процессом и в связи с этим возникает ряд материаловедческих вопросов, например: как зависит величина ИЛП от плотности выделенной энергии, соотношения масс ускоренной частицы и атомов мишени, теплоты смешивания исходных компонентов и др.? Какая из фаз образуется первой на межфазной границе раздела, какой ее химический состав и как зависит величина ИЛП от типа диаграммы фазового равновесия?

Традиционно для исследования процессов ИЛП используется метод обратного резерфордского рассеяния, а объектами являются маркерные структуры. Однако пространственное разрешение данного метода составляет порядка 10 нм, что не позволяет проследить особенности ионно-лучевого перемешивания на очень ранних стадиях, которые представляют наибольший научный и практический интерес, в особенности, когда речь идет о наноразмерных объектах. Решения этих вопросов стало возможным за счет развития технологий синтеза многослойных структур с высокой степенью периодичности и гладкости слоев и современных методов исследования, таких как высокоразрешающая электронная микроскопия поперечных срезов и малоугловая рентгеновская дифрактометрия в сочетании с моделированием малоугловых рентгеновских спектров. Строгая пе-

риодичность слоев приводит к формированию дифракционных пиков вблизи первичного пучка. Дифракционная картина несет полную информацию о многослойной структуре, к основным параметрам которой следует отнести толщину отдельных слоев исходных компонентов и промежуточных фаз, их плотность и шероховатость межфазных границ раздела. Параметры многослойной структуры могут быть получены посредством моделирования рентгеновских спектров, т.е. решением обратной задачи. Большое количество подгоночных параметров затрудняет процесс моделирования. Прямой метод электронной микроскопии также позволяет получить количественную информацию о толщине отдельных слоев в исходных и облученных многослойных структурах и контролировать процесс моделирования. Совместное использование электронной микроскопии поперечных срезов и малоугловой рентгеновской дифрактометрии позволяет получить новую информацию о механизмах ионно-лучевого перемешивания благодаря высокому пространственному разрешению этих взаимодополняющих методов исследования.

2. ИОННО-ЛУЧЕВОЕ ПЕРЕМЕШИВАНИЕ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛАХ

Если энергия, переданная в упругих столкновениях, превышает пороговую E_d (энергию образования пары Френкеля), столкновения вызывают смещение атомов матрицы из равновесных положений в решетке и образованию первично выбитых атомов (ПВА) и радиационных вакансий. Энергия ПВА может существенно превышать пороговую энергию. В этом случае ПВА будут производить вторично выбитые (ВВА) и т.д. Область повреждений в твердом теле, созданная каждым ПВА, называется субкаскадом, а вся поврежденная область, окружающая трек ускоренного иона в твердом теле, называется каскадом атомных столкновений [1–3]. Структура каскада атомных столкновений зависит от энергии первичного иона, массы иона и атомов мишени, плотности мишени, энергии образования пары Френкеля. Количество выбитых атомов в субкаскаде столкновений в модели твердых сфер прямо пропорционально энергии ПВА и обратно пропорционально пороговой энергии и его можно рассчитать по формуле Кинчина–Пиза [1]. В случае большой энергии первичного иона и большой массы иона и атомов мишени субкаскады оказываются очень плотными (с большой плотностью радиационных дефектов), располагаются близко относительно друг друга и перекрываются. Такие каскады называются нелинейными. В нелинейных каскадах количество смещенных атомов оказывается большим по сравнению с тем, что следует из расчета по формуле Кинчина–Пиза. Распределение по глубине мишени имплантированных частиц и энергии, выделенной в упругих и неупругих

столкновениях, описывается куполообразными функциями [4, 5]. Эти распределения для однослойных и многослойных материалов могут быть рассчитаны при помощи программы SRIM2003 [6].

Если область каскада проходит через межфазную границу между двумя слоями из различных материалов, то вблизи межфазной границы раздела происходит перемешивание компонентов отдельных слоев под действием ионно-лучевого перемешивания. Обзор экспериментальных данных по ионно-лучевому перемешиванию и теоретические основы данного явления изложены в работах [7, 8]. Ион-

ТАБЛИЦА 1. Классификация процессов ионного перемешивания.

Процесс	Характеристика
<i>I. Баллистическое перемешивание</i>	
1. Перемешивание первично-выбитыми атомами ($\cong 10^{-13}$ с)	Быстрые процессы, неактивируемые термически Соударения между движущимися и покоящимися частицами, низкая плотность, независимые смещения
2. Перемешивание в линейных каскадах ($\cong 10^{-12}$ с)	Соударения между движущимися и покоящимися частицами, независимые перемещения, последовательные соударения, линейные явления, выделенная энергия пропорциональна количеству смещений, изотропное и анизотропное перемещение, высокая плотность
<i>II. Термализационное перемешивание</i> ($\cong 10^{-12}$ с)	
1. Перемешивание в энергетическом пике	Соударения между движущимися частицами, перекрывающиеся смещения, нелинейные явления, все атомы в объеме пика могут иметь энергию, соответствующую теплоте плавления
2. Перемешивание на стадии охлаждения пика	Диссипация энергии на окружающей решетке, проявляются химические эффекты
<i>III. Диффузионные процессы</i>	
1. Перемешивание радиационно-стимулированной диффузией (в течение облучения)	Запаздывающие процессы, низкие энергии, термически активируемы, зависимы от термодинамических характеристик системы Перенос вещества осуществляется посредством радиационно-стимулированной диффузии
2. Радиационно-стимулированная сегрегация (в течение облучения)	Перенос вещества осуществляется посредством дефектов, генерируемых при облучении
<i>IV. Модифицируемая облучением диффузия (после облучения)</i>	
	Последующие диффузионные эффекты, термически активируемы

ное перемешивание может реализовываться различными механизмами (табл. 1) [7]. Вклад того или другого механизма зависит от многих факторов: энергии иона, соотношения массы иона и атомов мишени, условий облучения и самой облучаемой системы. Различные каскадные атомы отдачи имеют различные энергии и, соответственно, разные проективные пробеги. Распределение атомов отдачи по пробегам можно разделить на два класса.

1. Первичные атомы отдачи, имеющие среднюю и высокую энергию, образуются в результате прямых лобовых столкновений с налетающими ионами. Они имеют самый большой проективный пробег и вносят вклад в пространственное распределение профилей отдачи на расстояния нескольких десятков нанометров (long-range mixing). Перемешивание с большим пробегом пропорционально дозе облучения и менее эффективно, чем перемешивание с коротким пробегом.

2. Каскадные атомы отдачи (ПВА, ВВА и т.д.), производимые с низкой энергией в каскадах соударений, развиваются вблизи межфазной границы раздела. Их пробеги могут достигать нескольких нанометров, но так как они образуются в большом количестве, то они могут увеличивать поверхностную концентрацию на порядки. Совокупность каскадных атомов отдачи является сутью перемешивания в каскадах соударений, т.е. каскадного перемешивания (см. табл. 1).

В качестве образцов для исследований ионно-лучевого перемешивания широко используются тонкие слой-метки, захороненные в матрице (так называемые маркерные структуры), а также пленки на подложке. Для изучения ионного перемешивания используют метод обратного резерфордовского рассеяния [8]. Многочисленные эксперименты показали, что величина ионно-лучевого перемешивания (f) в каскадах столкновений (уширение слоя-метки или толщина образованного соединения на межфазной границе в системе пленка-подложка) пропорциональна корню квадратному из произведения дозы облучения (Φ) на плотность энергии, выделенной в упругих столкновениях (F_d):

$$f \propto (\Phi F_d)^{1/2}. \quad (1)$$

Так как поток атомов обычно поддерживается постоянным в процессе облучения, то величина перемешивания пропорциональна корню квадратному из времени облучения. Последняя пропорциональность очень похожа на параболический закон диффузии:

$$h \propto (\tilde{D}t)^{1/2}, \quad (2)$$

где h — среднее смещение атомов или толщина слоя промежуточной фазы, а \tilde{D} — коэффициент взаимной диффузии.

Данное наблюдение указывает на то, что ионно-лучевое переме-

шивание имеет такие же характеристики, как и диффузионный процесс, т.е. процесс перемешивания в каскадах атомных столкновений происходит таким же образом, как и диффузионный.

В случае слоев-меток величина ионного перемешивания равняется [9–11]:

$$D_{\text{cas}} t = 0,067 (F_d \langle r^2 \rangle \Phi) / (N_0 E_d), \quad (3)$$

где D_{cas} — эффективный коэффициент диффузии для хаотического движения атомов в каскадной области, $\langle r^2 \rangle$ — среднеквадратичное смещение атома мишени, F_d — плотность энергии, выделенной в упругих столкновениях, Φ — доза облучения, N_0 — атомная плотность и E_d — энергия образования пары Френкеля материала мишени.

Условия ионного перемешивания в маркерных структурах очень похожи на задачу термической диффузии из бесконечно тонкого слоя. Из-за того, что слой-метка очень тонкий, влияние термодинамической движущей силы в маркерных структурах будет минимальное, поскольку уже в самом начале перемешивания концентрация растворенного вещества в матрице оказывается малой. Термодинамические эффекты должны проявляться при облучении двухслойных и многослойных структур, в которых толщина слоев достаточно велика. Эксперименты по облучению различных двухслойных систем показали, что величина ионного перемешивания тем больше, чем больше теплота смешения (ΔH_{mix}) [12]:

$$Dt/\Phi = (D_{\text{cas}} t/\Phi)(1 - 2\Delta H_{\text{mix}}/kT), \quad (4)$$

где $D_{\text{cas}} t$ — множитель, определяющий величину каскадного перемешивания без учета термодинамических эффектов (3), т.е. когда $\Delta H_{\text{mix}} = 0$.

В бинарных слоистых системах, у которых теплота смешения равна нулю (Pt–Pd, Hf–Zr, W–Mo, Ta–Nb, Au–Ag), скорость ионного перемешивания ($D_{\text{cas}} t/\Phi$) в первую очередь должна определяться факторами, которые определяют каскадное баллистическое перемешивание (3). Эти элементы близко расположены друг относительно друга в периодической таблице элементов и должны иметь близкие скорости перемешивания с точки зрения баллистики. Однако, экспериментально [13] было установлено, что скорость перемешивания в бинарной системе Au–Ag в пять раз больше, чем в системе Pt–Pd. Скорость ионного перемешивания коррелирует с энергией когезии, и она оказывается большей в системах с малой энергией когезии. Это экспериментальное наблюдение оказалось очень важным, так как оно наводит на мысль, что скорость перемешивания определяется атомной диффузией в каскаде столкновений. Энергия когезии определяет силу атомных связей в кристалле и вы-

числяется как разность энергии кристалла и энергии отдельных атомов при их бесконечном удалении. Энергия когезии коррелирует с энергией сублимации, температурой плавления и энергией образования вакансий в чистых металлах. Авторы обзора [8] предполагают, что область плотного каскада (субкаскада) в начальный момент времени, после завершения столкновительной фазы, некоторое время является жидкообразной. Коэффициент атомной диффузии в жидкости составляет $D \cong 10^{-4}$ см²/с, что на четыре порядка больше коэффициента диффузии в твердом теле ($D \cong 10^{-8}$ см²/с) при предплавильных температурах. В материалах с большой энергией когезии время жизни жидкообразной фазы каскада будет меньше, чем в материалах с малой энергией когезии. Поэтому скорость перемешивания в материалах с большой энергией когезии оказывается меньше.

В экспериментах по ионно-лучевому перемешиванию используются различные частицы с разной энергией. От сорта частиц (их атомной массы) и их энергии зависит плотность энергии, выделенной в упругих столкновениях (F_d), которая входит в формулу для каскадного перемешивания (3). Для сравнения скоростей ионного перемешивания удобной величиной является $(D_{cas}t)/(ΦF_d)$. Делением величины ионного перемешивания на $Φ$ и F_d мы убираем зависимость от дозы облучения и плотности упруго выделенной энергии. Поэтому зависимость $(D_{cas}t)/(ΦF_d)$ от плотности выделенной энергии должна быть прямой горизонтальной линией. Однако такая зависимость не подтверждается экспериментально. В работе [14] изучалось уширение Pt слоя-метки в Pd матрице при облучении различными ионами инертных газов и другими тяжелыми металлическими ионами. Для легких ионов (Ne), экспериментальная величина $(D_{cas}t)/(ΦF_d)$ совпадает с горизонтальной линией, следующей из формулы (3) для баллистического перемешивания. При увеличении массы ионов (это уже проявляется для ионов Ar⁺) величина $(D_{cas}t)/(ΦF_d)$ значительно больше, чем следует из расчета по формуле (3). Это связано с тем, что структура каскада сильно отличается для легких и тяжелых ионов. В случае легких ионов (низкая величина F_d) области сильного повреждения с большим числом смещенных атомов (субкаскады) отделены областями с низкой плотностью смещенных атомов. В случае тяжелых ионов (высокая величина F_d) субкаскады располагаются близко друг к другу и перекрываются, поэтому вдоль всего трека иона в мишени плотность смещенных атомов высока. В этом случае каскады нелинейные, и величина ионного перемешивания больше, чем предсказывается формулой (3) для линейных каскадов.

В дополнение к первичным эффектам столкновения между ионами и атомами мишени, на процесс перемешивания влияет температура образца в процессе облучения. Для температур ниже 0°C величина ионного перемешивания относительно нечувствительна к температу-

ре образца, а для температур больше 100°C скорость перемешивания сильно возрастает при увеличении температуры. Эти температуры оказываются существенно ниже температурного интервала $0,3-0,6T_{\text{пл}}$, в котором наблюдается радиационно-стимулированная диффузия (РСД). Кроме того, энергия активации, полученная в экспериментах по ионному перемешиванию, оказывается существенно ниже, чем для РСД. Энергия активации для большинства систем, в которых изучалось ионное перемешивание при повышенных температурах, равнялась $0,1-0,3$ эВ [8]. Эти величины существенно меньше (в 4–10 раз) энергии миграции вакансий (Q_v^m) в чистых металлах. Экстремально низкая энергия активации при ионном перемешивании подтверждает предположение о жидкообразной природе области каскадов (субкаскадов) в момент их образования и начального времени жизни. Для системы Mo–Si, облученной ионами Ar^+ с энергией 200 кэВ, обнаруживается два температурных интервала ионного перемешивания с разной энергией активации ($Q_{\text{ion}}^{\text{mix}} = 0,03$ эВ для интервала 390–630 К и $Q_{\text{ion}}^{\text{mix}} = 0,3$ эВ для интервала 630–790 К) [15].

В процессах ионно-лучевого и термического фазообразования много общих особенностей. Установлено, что первая фаза, образующаяся на межфазных границах раздела в слоистых системах металл–кремний, при обоих типах воздействия одна и та же [16–18]. Наиболее подвижными компонентами являются те же атомы, что и при термическом отжиге. Например, в системе Mo–Si атомы кремния являются наиболее подвижными частицами при обоих типах воздействия [18]. Но имеются существенные особенности фазообразования при ионно-лучевом воздействии. При ионном облучении перемешивание осуществляется в каскадах (субкаскадах), разогретых до высоких температур, превышающих температуру плавления компонентов, образующих слоистую структуру. Каскадная (субкаскадная) область охлаждается до окружающей температуры мишени за время порядка 10^{-11} с. Так как закалка происходит очень быстро, фазообразование происходит без изменения концентрации в процессе охлаждения каскада.

3. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Многослойные периодические покрытия Mo/Si с периодом $H = 11,3$ нм и количеством бислоев $n = 12$ изготавливались методом прямого магнетронного распыления [19] на подложки из полированного кремния толщиной $\approx 0,4$ мм.

Облучение многослойных периодических покрытий Mo/Si ионами He^+ с энергией 40 кэВ проводилось в ХНУ им. В. Н. Каразина на линейном ускорителе, снабженном магнитным масс-сепаратором [20]. Измерение полного ионного тока производилось цилиндром Фарадея. Для равномерного облучения поверхности образцов пучок

ионов сканировался по поверхности образца с частотой 2 кГц. Плотность ионного тока составляла 1–5 мкА/см². Облучение МПП Mo/Si ионами Ar⁺ с энергией 175 кэВ осуществлялось на промышленном имплантере «Везувий-1» в Институте полупроводников им. В. Е. Лашкарева НАН Украины (г. Киев).

Моделирование процессов ионно-лучевого перемешивания в многослойных периодических покрытиях Mo/Si проводилось методом Монте-Карло с помощью программы SRIM 2003 [6].

Структура многослойных покрытий в исходном и облученном состоянии исследовались с помощью методов высокоразрешающей электронной микроскопии поперечных срезов и малоугловой рентгеновской дифрактометрии с компьютерным моделированием дифракционных профилей.

Спектры малоугловой рентгеновской дифракции снимались в монохроматическом CuK_{α_1} излучении на дифрактометре ДРОН-3М. Монохроматизация излучения осуществлялась отражением рентгеновских лучей от плоскостей (220) монокристалла кремния, установленного перед образцом. Моделирование спектров малоугловой дифракции осуществлялось при помощи метода рекуррентных соотношений [21, 22].

Параметры исходных и облученных МПП определялись из электронно-микроскопических (ЭМ) изображений поперечных срезов. ЭМ-исследования выполнялись на электронном микроскопе ПЭМ-У (SELMI, г. Сумы) при увеличении $\times 270000$ – 420000 и ускоряющем напряжении 100 кВ. Из ЭМ-изображений определялась толщина слоев, которая сравнивалась с результатами, полученными путем подгонки теоретического и экспериментального малоугловых рентгеновских спектров. В качестве подгоночных параметров использовались толщина и плотность слоев, а также шероховатость на межфазных границах раздела.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Межфазное взаимодействие в многослойных периодических покрытиях Mo/Si при облучении ионами гелия

Облучение МПП ионами He⁺ с энергией 40 кэВ в интервале доз облучения $3 \cdot 10^{19}$ – $5 \cdot 10^{20}$ ион/м² осуществлялось на линейном ускорителе с магнитным масс-сепаратором [11] при комнатной температуре. Дозовые зависимости периода многослойной структуры и толщины всех слоев (кремния, молибдена и обеих аморфных перемешанных зон) строились для одного и того же образца, который после каждой дозы облучения исследовался методом малоугловой рентгеновской дифрактометрии. После некоторых доз облучения от

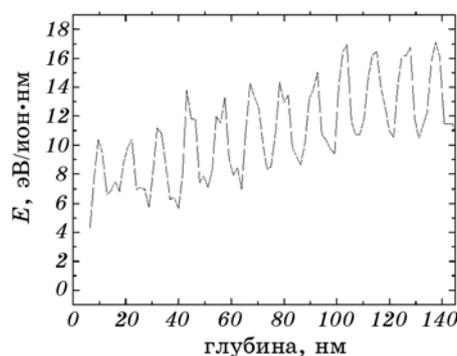


Рис. 1. Расчетная зависимость величины энергии, выделенной в упругих столкновениях, при торможении ионов He^+ с энергией 40 кэВ в многослойной периодической композиции Mo/Si.

образца отрезалась полоска для ЭМ-исследований. Исследованию процессов ионно-лучевого перемешивания в МПП Mo/Si, облученных ионами He^+ при комнатной температуре, посвящены работы [23–31].

Расчетное значение энергии, переданное ионом He^+ первично выбитым атомам, представлено на рисунке 1. Это распределение имеет осциллирующий характер из-за периодичности многослойной композиции. В слоях Mo ионы He^+ теряют больше энергии, чем в слоях Si. Распределение энергии, выделенной в упругих столкновениях, неоднородное по глубине мишени и плотность энергии увеличивается от поверхности многослойной структуры к подложке. На рисунке 2 представлены распределения выбитых атомов Si и Mo из слоев чистых компонентов и перемешанных зон для участка много-

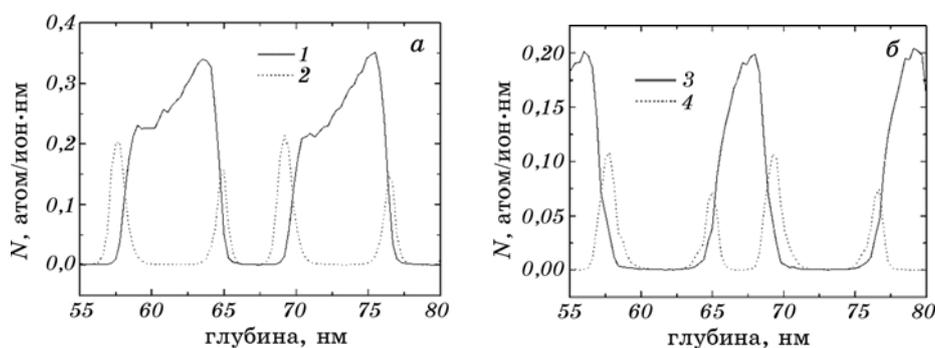


Рис. 2. Расчетные профили распределения выбитых атомов кремния (а) и молибдена (б) из центрального участка МПП Mo/Si: 1 — атомы кремния, выбитые из слоя Si; 2 — атомы кремния, выбитые из АПЗ; 3 — атомы молибдена, выбитые из слоя Mo; 4 — атомы молибдена, выбитые из АПЗ.

слоистой структуры, расположенной примерно в середине многослойной композиции.

Количество атомов кремния, выбитых из слоя чистого кремния, превосходит количество выбитых атомов молибдена из слоя чистого молибдена, несмотря на то, что количество упруго выделенной энергии больше в слоях молибдена. Это связано с тем, что пороговая энергия образования пар Френкеля в молибдене в несколько раз больше, чем в кремнии. В расчетах принимались следующие значения пороговых энергий смещения для молибдена и кремния, выбитых из слоев чистых компонентов (молибдена и кремния) и аморфных перемешанных зон (дисилицида молибдена), соответственно: $E_{d(\text{Mo})}(\text{Mo}) = 45$ эВ, $E_{d(\text{Si})}(\text{Si}) = 13$ эВ и $E_{d(\text{Mo})}(\text{MoSi}_2) = E_{d(\text{Si})}(\text{MoSi}_2) = 18$ эВ. Количество атомов кремния, выбитых из аморфных перемешанных зон, превосходит количество выбитых атомов молибдена при одинаковой энергии смещения, поскольку концентрация кремния в АПЗ выше, чем молибдена.

На рисунке 3, а показано ЭМ-изображение поперечного среза исходного образца, а на рис. 3, б — малоугловой рентгеновский спектр и его аппроксимация 4-хслойной моделью с асимметричными аморфными перемешанными зонами толщиной $h_{\text{Mo-на-Si}} \approx 1,1$ нм и $h_{\text{Si-на-Mo}} \approx 0,6$ нм на межфазных границах Mo-на-Si и Si-на-Mo соответственно. При облучении многослойной структуры ионами гелия происходит увеличение толщины АПЗ на обеих межфазных границах раздела и уменьшение толщины исходных компонентов (рис. 4, а). В процессе облучения значительно сильнее уменьшается толщина слоя кремния, чем молибдена. Облучение приводит к уширению дифракционных максимумов на малоугловой рентгеновской дифракции (рис. 4, б). Уширение дифракционных максимумов связано с изменением формы образца под действием сжимающих напряжений при облучении [25]. Под действием сжимающих напря-

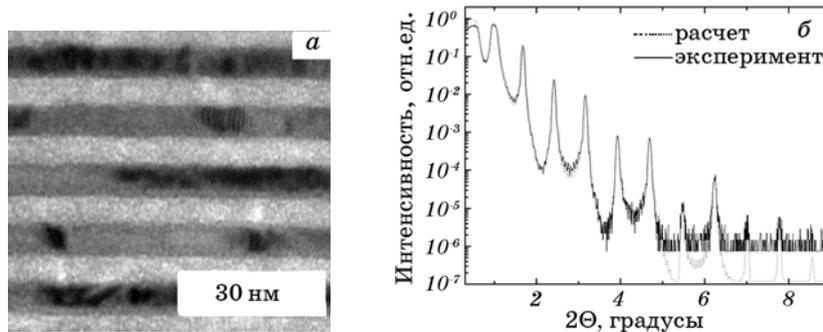


Рис. 3. ЭМ-изображение поперечного среза многослойного покрытия Mo/Si в исходном состоянии (а); расчетный и экспериментальный малоугловые рентгеновские спектры исходного образца (б).

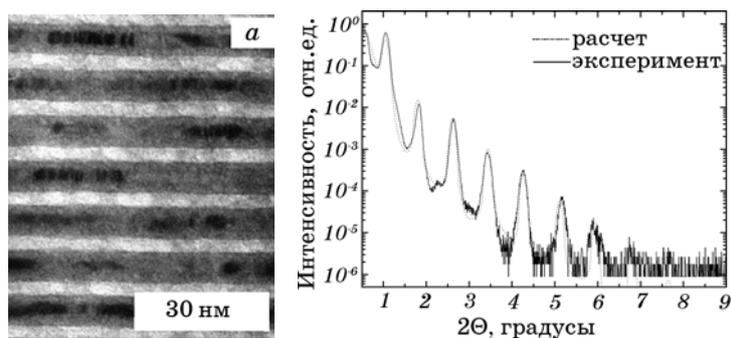


Рис. 4. ЭМ-изображение поперечного среза многослойного покрытия Mo/Si после облучения дозой $4 \cdot 10^{20}$ ион/м² (а); расчетный и экспериментальный малоугловые рентгеновские спектры облученного образца (б).

жений в покрытии кремниевая подложка изгибается таким образом, что многослойное периодическое покрытие оказывается на выпуклой стороне подложки. Изгиб МПП приводит к уширению дифракционных максимумов-сателлитов на малоугловом рентгеновском спектре. Уширение становится заметным при дозе облучения $\Phi \geq 1,5 \cdot 10^{20}$ ион/м². При максимальной дозе облучения $\Phi = 5 \cdot 10^{20}$ ион/м² полуширина дифракционных максимумов увеличивается более чем в два раза.

Ионно-лучевое перемешивание на межфазных границах раздела приводит к линейному уменьшению периода многослойной структуры от дозы облучения (рис. 5). Уменьшение периода свидетельствует об образовании химического соединения молибдена и кремния, так как образование силицидов сопровождается изменением

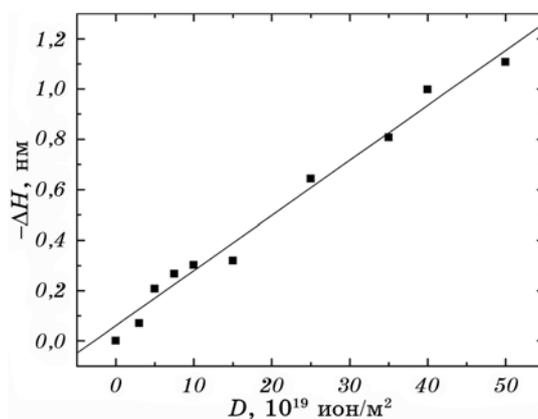


Рис. 5. Зависимость периода многослойного периодического покрытия Mo/Si от дозы облучения ионами гелия.

удельного объема. Удельный объем силицида меньше суммы удельных объемов исходных компонентов. Образование простой механической смеси двух компонентов не должно приводить к изменению удельного объема, а, следовательно, и периода многослойного периодического покрытия. Рассчитанные из малоугловых рентгеновских спектров значения толщины всех слоев в зависимости от дозы облучения показаны на рис. 6. Толщина аморфных перемешанных зон увеличивается, а толщина исходных молибдена и кремния уменьшается при увеличении дозы облучения.

Следует отметить несколько особенностей роста силицидной фазы при ионно-лучевом перемешивании, которые существенно отличаются от роста силицидной фазы при обычном термическом отжиге [32–35].

1. Период многослойного периодического покрытия уменьшается, а толщина аморфных перемешанных зон увеличивается линейно от дозы облучения.

2. Увеличение толщины аморфных перемешанных зон от дозы облучения происходит одинаково на обеих межфазных границах раздела Мо-на-Si и Si-на-Мо.

3. Толщина слоя кремния уменьшается при облучении существенно больше, чем толщина слоя молибдена. Таким образом, при ионно-лучевом перемешивании рост силицидной фазы происходит в основном за счет слоя кремния, т.е. образующаяся силицидная фаза обогащена кремнием.

Зная плотность и атомный вес исходных компонентов, а также толщину потребленных в химической реакции толщин молибдена (Δh_{Mo}) и кремния (Δh_{Si}), можно рассчитать отношение атомов крем-

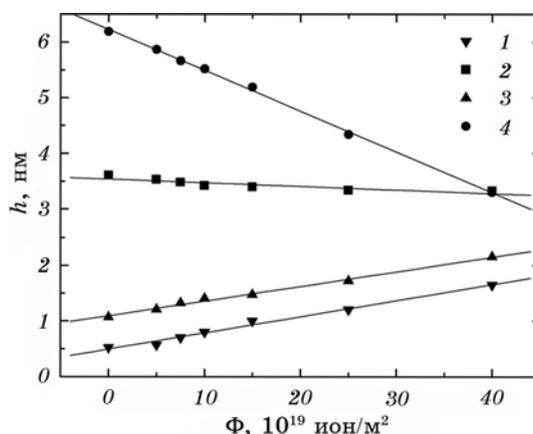


Рис. 6. Зависимость толщины слоев в МПП Мо/Si от дозы облучения: 1 — АПЗ на границе Si-на-Мо; 2 — слой Мо; 3 — АПЗ на границе Мо-на-Si; 4 — слой Si.

ния и молибдена (n/m) при образовании сплава Mo_mSi_n по формуле:

$$\Delta h_{\text{Si}}\rho_{\text{Si}}M_{\text{Mo}}/\Delta h_{\text{Mo}}\rho_{\text{Mo}}M_{\text{Si}} = n/m. \quad (5)$$

При дозе облучения $\Phi = 4 \cdot 10^{20}$ ион/ м^2 толщина кремния уменьшилась на $\Delta h_{\text{Si}} = 2,89$ нм, а толщина молибдена на $\Delta h_{\text{Mo}} = 0,275$ нм по сравнению с толщиной в исходном, не облученном состоянии (рис. 6). Таким образом, при облучении ионами гелия образуется сплав Mo_mSi_n с отношением атомов кремния и молибдена $n/m = 8,2$. Согласно диаграмме фазового равновесия двухкомпонентной системы Mo–Si, самым богатым кремнием равновесным силицидом является дисилицид молибдена MoSi_2 , для которого отношение $n/m = 2$. Между дисилицидом Mo/Si_2 и чистым кремнием отсутствуют химические соединения, а растворимость компонентов друг в друге чрезвычайно мала. Эвтектическая точка находится при температуре 1400°C и содержании кремния равным $0,985\%$ ат. Поэтому можно сказать, что при облучении многослойной структуры Mo/Si образуется сплав, расположенный между эвтектической точкой и дисилицидом молибдена. При изотермическом отжиге многослойных периодических покрытий образуется дисилицид молибдена [32–35].

При облучении многослойного периодического покрытия Mo/Si наблюдается уменьшение интенсивности дифракционного отражения (110) Mo и сдвиг его в сторону больших углов на величину $\Delta(2\theta) = 0,06^\circ$ (рис. 7). Такое смещение соответствует уменьшению межплоскостного расстояния $d_{(110)}$ по нормали к МПП. Обычно, при облучении металлических пленок ионами He^+ при аналогичных дозах формируются сжимающие напряжения [36]. Если в МПП эта тенденция сохраняется, тогда уменьшение межплоскостного расстояния

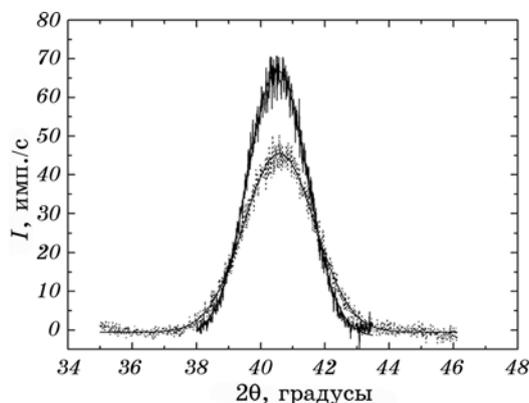


Рис. 7. Дифракционные отражения (110)Mo в исходном МПП Mo/Si (сплошная линия) и облученном (пунктирная линия) ионами He^+ дозой $\Phi = 3 \cdot 10^{20}$ ион/ м^2 . Дифракционные отражения аппроксимированы функциями Гаусса.

в ненапряженном сечении будет еще больше. Уменьшение межплоскостных расстояний может быть обусловлено формированием твердого раствора замещения атомов кремния в молибденовом слое.

Согласно [1, 2], при торможении ускоренной частицы в твердом теле, образуются первично выбитые атомы (ПВА), которые имеют достаточно большие энергии и, как следствие, большие пробеги. ПВА порождают вторично выбитые атомы (ВВА), третично выбитые атомы и т.д., которые и являются каскадными атомами. Каскадные атомы имеют малые пробеги и образуются в большом количестве. Каскадные атомы отдачи, образующиеся вблизи межфазных границ раздела, приводят к ионно-лучевому перемешиванию. ПВА могут проникать из одного слоя чистого компонента в слой другого компонента, что приводит к формированию твердых растворов.

Многослойные периодические покрытия Mo/Si являются фазово-неравновесными и обладают большой энергией смешения чистых компонентов.

В отличие от МПП Mo/Si, МПП MoSi₂/Si относятся к фазово-равновесным. Таким образом, в последних МПП химическая движущая сила либо отсутствует (равна нулю), или она даже положительна. При облучении таких многослойных периодических покрытий ионами He⁺ с энергией E = 40 кэВ эффекты ионно-лучевого перемешивания практически не обнаруживаются, хотя с точки зрения баллистических эффектов, МПП MoSi₂/Si и Mo/Si очень похожи.

С одной стороны, при облучении МПП MoSi₂/Si вплоть до дозы Φ = 2 · 10²⁰ ион/м² период МПП не изменяется [25, 26] в пределах точности измерений (рис. 8). Период МПП MoSi₂/Si в исходном состоянии составляет H = 8,53 нм, а отношение толщины сильно рассеивающего слоя к периоду β = h_{MoSi₂}/H = 0,42.

С другой стороны, при облучении вплоть до больших доз малоуг-

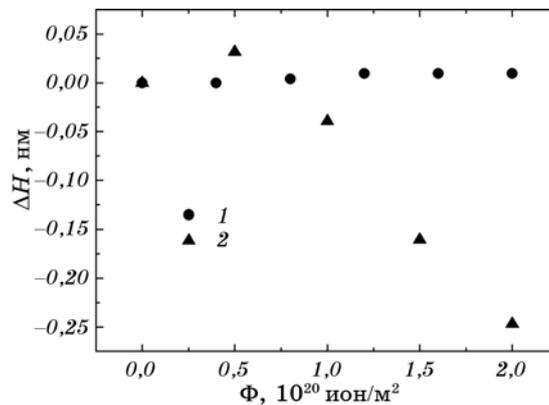


Рис. 8. Дозовые зависимости изменения периода МПП MoSi₂/Si (1) и МПП MoSi₂/Mo/MoSi₂/Si (2) при облучении их ионами He⁺ с энергией E = 40 кэВ.

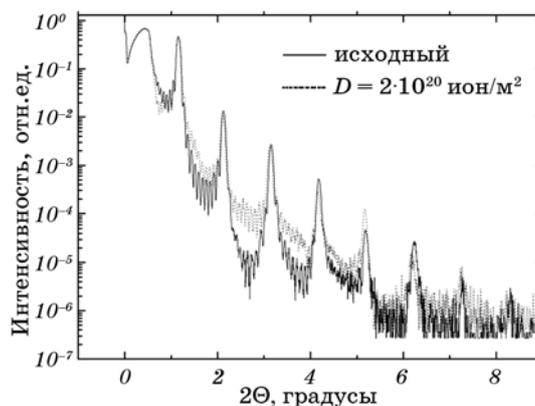


Рис. 9. Малоугловые рентгеновские спектры от МПП MoSi_2/Si в исходном (сплошная линия) и облученном (пунктирная линия) состоянии.

ловой рентгеновский спектр изменяется очень мало (рис. 9). Как отмечалось ранее, распределение интенсивности на малоугловом спектре (закон погасания) очень сильно зависит от отношения сильно рассеивающего слоя к периоду.

Однако, как видно из рис. 9, относительная интенсивность брэгговских пиков на малоугловом спектре в исходном и облученном образцах остается практически неизменной. Этот экспериментальный факт является сильным свидетельством в пользу отсутствия ионно-лучевого перемешивания в MoSi_2/Si при их облучении ионами He^+ или, если такое перемешивание все же имеет место, то оно очень мало.

Таким образом, химическая движущая сила играет важнейшую роль в процессе ионно-лучевого перемешивания. Поэтому в случае МПП MoSi_2/Si процесс перемешивания компонентов впоследствии сопровождается процессом расслоения. При этом результирующее перемешивание или отсутствует вовсе, или оно очень мало.

Проявление термодинамической движущей силы наблюдается также при облучении МПП $\text{MoSi}_2/\text{Mo}/\text{MoSi}_2/\text{Si}$, у которого толщина отдельных слоев равняется 3,98/3,88/3,85/6,44 нм соответственно. Толстые прослойки между слоями чистых молибдена и кремния формировались посредством распыления мишени состава MoSi_2 при помощи третьего магнетрона. На дозовой зависимости изменения периода этих МПП наблюдается задержка процесса ионно-лучевого перемешивания, подобная инкубационному периоду рис. 8. Заметное перемешивание наблюдается, начиная с дозы облучения $D = 1 \cdot 10^{20}$ ион/ м^2 . Возможно, данная задержка связана с установлением некоторого градиента концентрации в слое дисилицида (градиента химической движущей силы), после чего процесс ионного перемешивания начинает протекать более интенсивно.

4.2. Межфазное взаимодействие в многослойных периодических покрытиях Mo/Si при облучении ионами аргона

Энергия ионов Ar^+ подбиралась таким образом, чтобы максимум энергии, выделенной в упругих столкновениях, приходился на середину многослойной композиции. Результаты исследования процессов ионно-лучевого перемешивания в МПП Mo/Si, облученных ионами Ar^+ при комнатной температуре, посвящена работа [37]. Расчетное значение энергии, переданное ионами Ar^+ первично выбитым атомам, представлено на рис. 10. Это распределение имеет осциллирующий характер из-за периодичности многослойной композиции. На рисунке 11 представлены распределения выбитых атомов Si и Mo из слоев чистых компонентов и перемешанных зон для участка многослойной структуры, расположенной примерно в середине многослойной композиции.

ЭМ-изображения исходного и облученных многослойных периодических покрытий Mo/Si представлены на рис. 12. При облучении образцов наблюдается увеличение толщины АПЗ и уменьшение толщины чистого кремния. При малых дозах облучения $\leq 1,3 \cdot 10^{18}$ ион/ м^2 толщина слоя молибдена уменьшается незначительно. Это видно из ЭМ-изображения облученной многослойной композиции дозой $1,3 \cdot 10^{18}$ ион/ м^2 (рис. 12, б). Толщина всех слоев исходного и облученных образцов, измеренная непосредственно из ЭМ-изображений, представлена в табл. 2. При дозе облучения $1,3 \cdot 10^{18}$ ион/ м^2 толщина Si уменьшилась на 2 нм, а толщина каждой АПЗ на межфазных границах Mo-на-Si и Si-на-Mo увеличилась на 0,8 нм. Толщина же молибденового слоя уменьшилась всего на 0,4 нм. При дозе

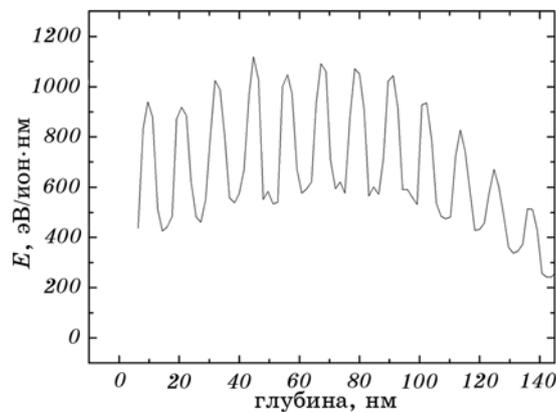


Рис. 10. Расчетная зависимость величины энергии, выделенной в упругих столкновениях, при торможении ионов Ar^+ с энергией 175 кэВ в многослойной периодической композиции Mo/Si.

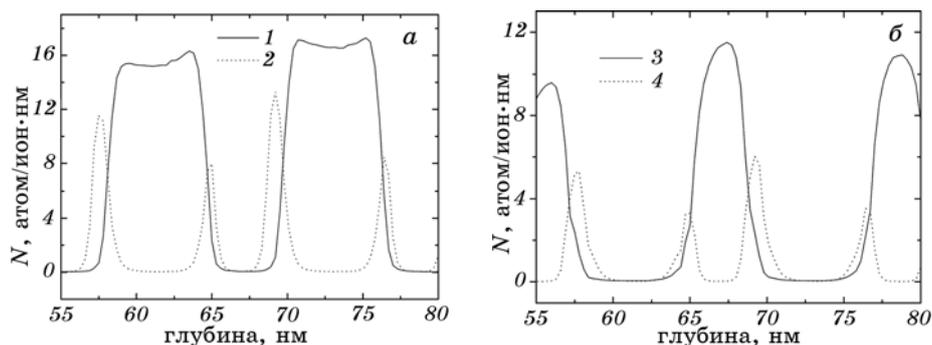


Рис. 11. Расчетные профили распределения выбитых атомов кремния (*a*) и молибдена (*б*) из центрального участка МПП Mo/Si при облучении ионами Ar^+ с энергией 175 кэВ: 1 — атомы кремния, выбитые из слоя Si; 2 — атомы кремния, выбитые из АПЗ; 3 — атомы молибдена, выбитые из слоя Mo; 4 — атомы молибдена, выбитые из АПЗ.

облучения $1,3 \cdot 10^{18}$ ион/м² наблюдается слабая неоднородность ионно-лучевого перемешивания по глубине МПП. Толщина слоя чистого кремния в первом периоде, ближайшем к подложке, составляет 4 нм, что на 0,4 нм больше, чем в остальном пакете. Толщина АПЗ в первом и втором периоде также немного меньше, чем в остальном пакете. При этом величина периода во всем пакете примерно одинакова. Наиболее сильно неоднородность перемешивания наблюдается при увеличении дозы облучения до $6 \cdot 10^{18}$ ион/м².

На рисунке 12, *в* представлено ЭМ-изображение образца, облученного дозой $6 \cdot 10^{18}$ ион/м². Куполообразное распределение энергии, выделенной в упругих столкновениях (рис. 10), приводит к неоднородному по глубине мишени ионно-лучевому перемешиванию при больших дозах облучения. В слоях Mo ионы Ar^+ теряют больше

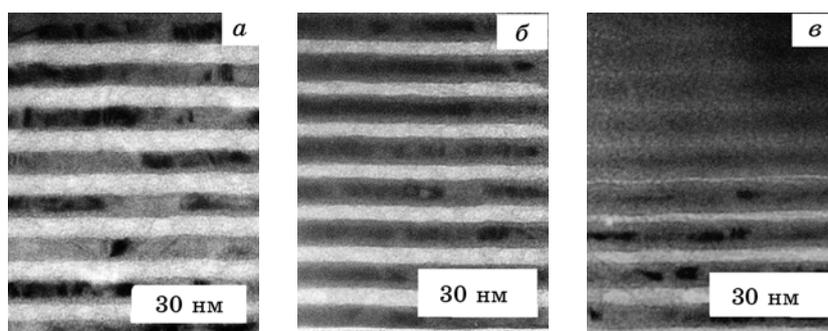


Рис. 12. ЭМ-изображения исходного (*a*), а также облученных дозами $\Phi = 1,3 \cdot 10^{18}$ ион/м² (*б*) и $\Phi = 6 \cdot 10^{18}$ ион/м² (*в*) МПП Mo/Si. Подложка внизу.

ТАБЛИЦА 2. Толщина слоев исходного и облученного ионами Ar^+ МПП Mo/Si, измеренная из ЭМ-изображений поперечных срезов.

№ обр.	Доза, ион/м ²	h_{Mo} , нм	h_{Si} , нм	$h_{\text{Mo-на-Si}}$, нм	$h_{\text{Si-на-Mo}}$, нм
5	0	3,7	5,6	1,4	0,8
5	$5 \cdot 10^{17}$	3,6	4,6	1,8	1,2
5	$1,3 \cdot 10^{18}$	3,3	3,6	2,2	1,6

энергии, чем в слоях Si. Остатки слоев чистых компонентов молибдена и кремния сохранились только в первых 4-х периодах, прилегающих к подложке. В верхних слоях чистый кремний практически отсутствует. Несмотря на сильное перемешивание слоев, периодичность все же выявляется из-за неоднородности сорбционного и фазового контраста в направлении, перпендикулярном слоям многослойной структуры. Места, где находился чистый кремний, более светлые. Области, соответствующие местоположению молибдена, более темные. Они аморфные, поскольку в них не проявляется дифракционный контраст. Электронная микроскопия поперечных срезов дает наглядное представление о структуре исходных и облученных многослойных периодических композиций. Мы видим, что МПП Mo/Si может быть представлена 4-хслойной моделью, как в исходном состоянии, так и при сравнительно малых дозах облучения.

Когда толщины всех слоев многослойной структуры, чистых компонентов и межфазных перемешанных зон известны, их абсолютные значения могут быть уточнены методом моделирования малоугловых рентгеновских спектров.

Кроме того, этот метод позволяет получить информацию о шероховатости всех границ раздела и плотности слоев. В таблице 3 приведены параметры исходных и облученных МПП (толщина (h), плотность слоев (ρ), межфазная шероховатость (σ), период (H) и разница периодов (ΔH)), определенные методом моделирования малоугловых рентгеновских спектров. Как видно из приведенной таблицы, параметры всех исходных образцов имеют близкие значения. Значения толщины слоев, полученные моделированием спектров, немного отличаются от значений, измеренных непосредственно из ЭМ-снимков (табл. 2). ЭМ-метод дает небольшое завышение толщины слоев с большей плотностью (в нашем случае — это слой молибдена и аморфные перемешанные зоны) и занижение толщины слоя с низкой плотностью (в нашем случае — это слой кремния). Этот артефакт обусловлен, во-первых, присутствием межфазных шероховатостей, которые на поперечном срезе увеличивают эффективную толщину более поглощающего слоя. Вторая причина обусловлена условиями съемки ЭМ-изображений.

ТАБЛИЦА 3. Толщина (h) и плотность (ρ) слоев, межфазная шероховатость (σ), период (H) и разница периодов (ΔH) в исходных и облученных ионами Ag^+ МПП, определенные методом моделирования малоугловых рентгеновских спектров.

№ обр.	Доза, ион/м ²	Mo			Si			Mo-на-Si			Si-на-Mo			H , нм	ΔH , нм
		h , нм	ρ , г/см ³	σ , нм	h , нм	ρ , г/см ³	σ , нм	h , нм	ρ , г/см ³	σ , нм	h , нм	ρ , г/см ³	σ , нм		
1 исх.	0	3,51	10,0	0,42	6,42	2,33	0,32	1,1	5,9	0,54	0,55	5,9	0,40	11,58	-0,12
1 обл.	$1,9 \cdot 10^{17}$	3,48	9,9	0,42	5,98	2,33	0,35	1,30	5,8	0,56	0,70	5,7	0,41	11,46	
2 исх.	0	3,51	10,0	0,43	6,41	2,33	0,30	1,10	5,9	0,55	0,56	5,7	0,42	11,58	-0,17
2 обл.	$3,1 \cdot 10^{17}$	3,47	9,7	0,43	5,84	2,33	0,36	1,30	5,6	0,58	0,80	5,6	0,40	11,41	
3 исх.	0	3,50	10,0	0,44	6,31	2,33	0,32	1,10	6,0	0,56	0,61	5,8	0,39	11,52	-0,28
3 обл.	$5 \cdot 10^{17}$	3,40	9,6	0,45	5,44	2,33	0,39	1,42	5,5	0,60	0,98	5,4	0,40	11,24	
4 исх.	0	3,52	10,0	0,44	6,30	2,33	0,30	1,10	5,9	0,52	0,56	5,8	0,39	11,46	-0,40
4 обл.	$7,5 \cdot 10^{17}$	3,35	9,5	0,50	5,07	2,33	0,40	1,55	5,4	0,64	1,09	5,4	0,42	11,06	
5 исх.	0	3,51	10,0	0,40	6,27	2,33	0,32	1,10	6,0	0,48	0,60	5,9	0,39	11,48	-0,67
5 обл.	$1,3 \cdot 10^{18}$	3,11	9,0	0,54	4,30	2,33	0,46	2,0	5,4	0,70	1,40	5,4	0,44	10,81	

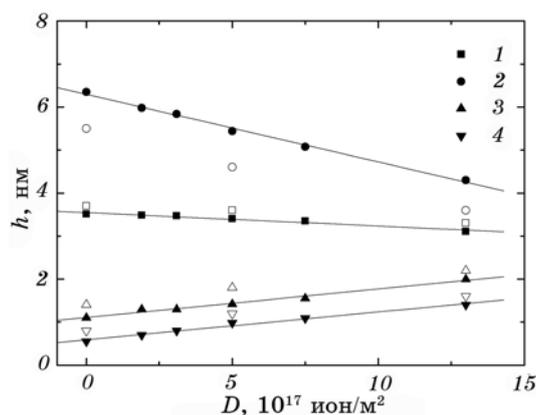


Рис. 13. Зависимость толщины слоев (h) в МПП Mo/Si от дозы облучения: 1 — слой Mo; 2 — слой Si; 3 — АПЗ на границе Mo-на-Si; 4 — АПЗ на границе Si-на-Mo. Незакрашенные значки — толщина слоев, измеренная из ЭМ-изображений.

Все изображения получались при небольшом дефокусе ($\cong 20$ нм) объективной линзы для усиления контраста от перемешанных зон. Эти артефакты являются систематической ошибкой и не влияют на относительные измерения. Из сравнения табл. 2 и табл. 3 видно, что оба метода дают примерно одинаковое изменение толщины исходных компонентов и аморфных перемешанных зон в процессе облучения.

На рисунке 13 приведено изменение толщины кремния, молибдена и обеих перемешанных зон в зависимости от дозы облучения. Эти данные получены посредством моделирования малоугловых рентгеновских спектров и взяты из табл. 3. Кроме того, на данный график нанесена толщина слоев, измеренная непосредственно из ЭМ-изображений (табл. 2). Из приведенного графика видно, что облучение многослойной структуры Mo/Si ионами Ar^+ сопровождается линейным ростом толщины аморфных перемешанных зон и уменьшением ($\cong 2$ нм при дозе облучения $1,3 \cdot 10^{18}$ ион/м²) толщины исходного кремния. Толщина молибдена изменяется незначительно, всего на 0,4 нм. В приведенном интервале доз толщина АПЗ на обеих межфазных границах Mo-на-Si и Si-на-Mo увеличивается примерно на одинаковую величину $\cong 0,8$ нм. Процесс фазообразования при облучении приводит к линейному уменьшению периода многослойной композиции (рис. 14).

При облучении многослойных покрытий Mo/Si ионами Ar^+ проявляются те же особенности, что и при облучении ионами He^+ . Эти особенности отличают ионно-лучевое перемешивание от обычного термического: линейное уменьшение периода многослойного по-

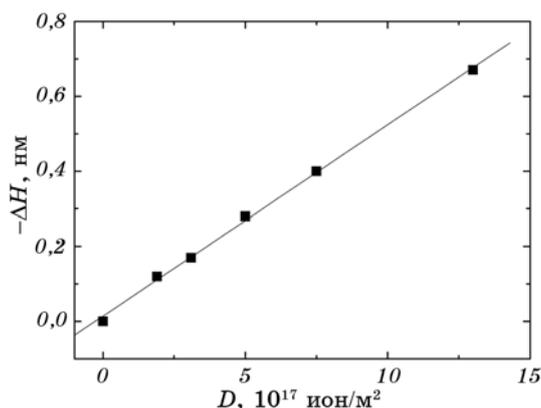


Рис. 14. Зависимость периода МПП Mo/Si от дозы облучения ионами Ar^+ .

крытия, одинаковое увеличение толщины аморфных перемешанных зон на обеих межфазных границах раздела Mo-на-Si и Si-на-Mo, малое, по сравнению с кремнием, уменьшение толщины слоя молибдена. Как видно из табл. 2 и табл. 3, при дозе $\Phi = 1,3 \cdot 10^{18}$ ион/м² соотношение расходованных при ионно-лучевом перемешивании слоев составляет $\Delta h_{\text{Si}}/\Delta h_{\text{Mo}} \approx 5$, что соответствует, согласно формуле (5), отношению атомов кремния и молибдена $n/m = 3,9$ в образовавшемся сплаве Mo_mSi_n . Таким образом, при облучении ионами Ar^+ происходит образование более богатого кремнием, чем дисилицид молибдена MoSi_2 , сплава, соответствующего химической формуле $\text{MoSi}_{3,9}$. Потребление чистых компонентов с таким соотношением продолжается до больших доз облучения, вплоть до полного расходования чистого кремния. Из обработки ЭМ снимка образца, облученного дозой $6 \cdot 10^{18}$ ион/м² (рис. 12, в), в котором сильно выражена неоднородность ионно-лучевого перемешивания следует, что соотношение $\Delta h_{\text{Si}}/\Delta h_{\text{Mo}}$ примерно равняется 5 для 3 и 4 периодов, прилегающих к подложке. В четвертом периоде практически весь кремний расходовался при перемешивании.

Необходимо отметить еще один результат данной работы, который отличается от результатов, полученных в других исследованиях ионно-лучевого перемешивания в структурах со слоем-меткой и двухслойных структурах тяжелыми ионами (Ar, Kr, Xe и др.). В работе [8] авторы отмечали квадратичную зависимость толщины промежуточной фазы или уширения слоя-метки от дозы облучения. Следует отметить, что начальные дозы облучения в этих исследованиях были порядка $1 \cdot 10^{19}$ ион/м², т.е. на два порядка больше, чем в данной работе. В нашем случае наблюдается линейное изменение толщины всех слоев (кремния, молибдена и АПЗ на обеих границах) и, как следствие, линейное изменение периода многослойной

композиции от дозы облучения. Аналогичные зависимости наблюдаются и при облучении МПП Mo/Si ионами He^+ . Линейные зависимости периода многослойного покрытия и толщины следует отнести к особенностям ионно-лучевого перемешивания на самых начальных стадиях фазообразования, когда толщина промежуточной силицидной фазы мала и процесс перемешивания происходит быстрее, чем после формирования слоя промежуточной фазы значительной толщины.

4.3. Ионно-лучевое перемешивание ионами He^+ при повышенных температурах

Ионно-лучевое перемешивание при повышенных температурах характеризуется рядом особенностей, которые отличают его от низкотемпературного. Первая из них связана с изменением периода многослойного периодического покрытия и, как следствие, толщины всех слоев от дозы облучения. На рисунке 15 представлена дозовая зависимость периода МПП Mo/Si, облученного при температуре $T_{\text{обл}} = 275^\circ\text{C}$ [38]. Представленная зависимость имеет явно не линейный вид, в отличие от линейных зависимостей (рис. 5 и 14), полученных при облучении аналогичных МПП Mo/Si при комнатной температуре ионами He^+ и Ar^+ соответственно.

Нелинейно от дозы облучения изменяется и толщина отдельных слоев многослойного периодического покрытия (рис. 16). Приведенная на рис. 16 толщина слоев получена методом моделирования малоугловых рентгеновских спектров. Плотность аморфных перемешанных зон на обеих межфазных границах раздела принималась при моделировании равной $\rho = 6 \text{ г/см}^3$, что близко к табличному

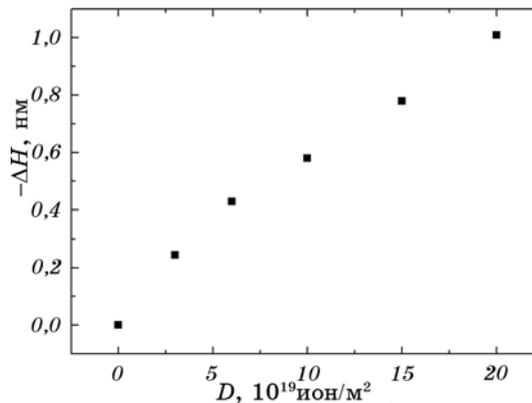


Рис. 15. Дозовая зависимость периода МПП Mo/Si, облученного при повышенной температуре.

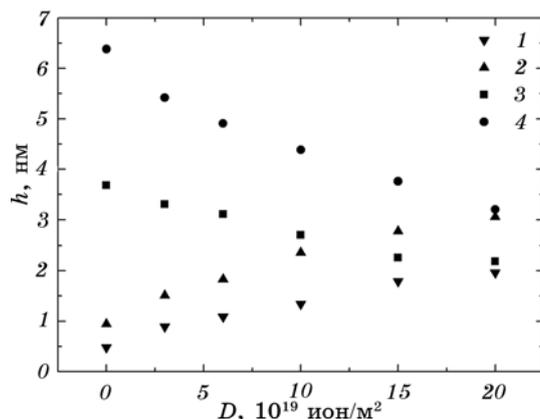


Рис. 16. Дозовая зависимость толщины слоев (h) в МПП Mo/Si, облученных при температуре $T_{\text{обл}} = 275^\circ\text{C}$: 1 — АПЗ на границе Si-на-Mo; 2 — АПЗ на границе Mo-на-Si; 3 — слой Mo; 4 — слой Si.

значению для дисилицида молибдена MoSi_2 .

Изменение толщины аморфных перемешанных зон при данных дозах облучения удовлетворительно описывается параболической зависимостью (рис. 17) [38]. Данные моделирования спектров малогоугловой рентгеновской дифракции подтверждаются прямыми измерениями толщины отдельных слоев непосредственно из ЭМ-снимков (рис. 18). Измеренные толщины АПЗ составляют $h_{\text{Mo-на-Si}} \approx 2$ нм и $h_{\text{Si-на-Mo}} \approx 1,3$ нм на межфазных границах Mo-на-Si и Si-на-Mo соответственно.

Вторая особенность облучения при повышенных температурах связана с различной скоростью роста АПЗ на противоположных

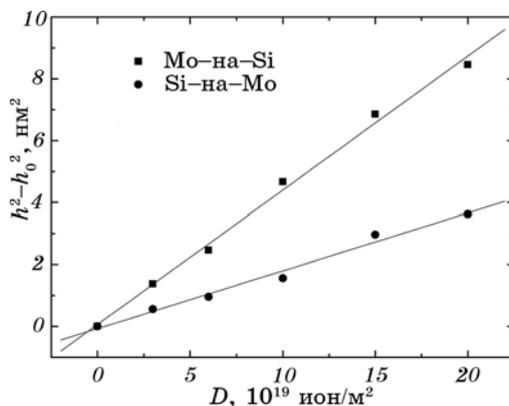


Рис. 17. Зависимости квадрата суммарной толщины АПЗ (h^2) с учетом квадрата толщины АПЗ в исходном состоянии (h_0^2) от дозы облучения.

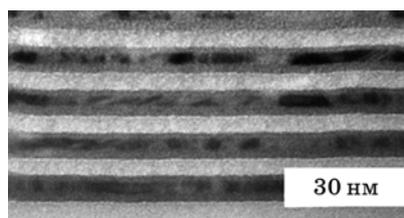


Рис. 18. ЭМ-изображение поперечного среза МПП Mo/Si, облученного дозой $\Phi = 7,5 \cdot 10^{19}$ ион/м² при температуре облучения $T_{\text{обл}} = 275^\circ\text{C}$.

границах раздела. Толщина аморфной перемешанной зоны на межфазной границе Mo-на-Si увеличивается быстрее, чем на противоположной границе Si-на-Mo. Это особенно проявляется при большой дозе облучения (см. рис.16 и 17). Данный эффект отсутствует при низкотемпературном облучении и проявляется особенно ярко при обычном термическом отжиге. Таким образом, облучение при повышенных температурах сочетает в себе особенности, как низкотемпературного облучения, так и обычного изотермического отжига.

И, наконец, третья особенность связана с химическим составом образующихся при облучении аморфных перемешанных зон. Как следует из результатов моделирования спектров малоугловой дифракции, отношение толщин чистых потребленных компонентов составляет $\Delta h_{\text{Si}}/\Delta h_{\text{Mo}} = 2,2$ для максимальной дозы облучения $\Phi = 2 \cdot 10^{20}$ ион/м² (рис. 16). Это близко к теоретическому отношению 2,55 для дисилицида молибдена MoSi₂. Кроме того, как уже отмечалось выше, удовлетворительное совпадение экспериментального и теоретического спектров достигается при плотности АПЗ на обеих межфазных границах равной $\rho = 6$ г/см³. Плотность силицида не изменяется с увеличением дозы облучения, в отличие от низкотемпературного облучения, при котором плотность АПЗ уменьшалась при увеличении дозы. Из этого можно заключить, что при облучении МПП Mo/Si при повышенных температурах на межфазных границах раздела образуются АПЗ со средним составом, близким к дисилициду молибдена. На ЭМ-изображениях участков от аморфных перемешанных зон дифракционный контраст не проявляется, что свидетельствует об их аморфной структуре. Все эти особенности сохраняются и при облучении той же дозой ($\Phi = 7,5 \cdot 10^{19}$ ион/м²) при температуре $T_{\text{обл}} = 350^\circ\text{C}$ (рис. 19), которая была максимальной при исследовании ионно-лучевого перемешивания при повышенных температурах.

Толщины аморфных перемешанных зон, полученные из моделирования малоугловых рентгеновских спектров и измеренные непосредственно из ЭМ-снимка, имеют близкие значения и составляют

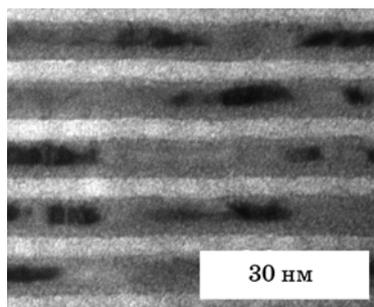


Рис. 19. ЭМ-изображение поперечного среза МПП Mo/Si, облученного дозой $\Phi = 7,5 \cdot 10^{19}$ ион/м² при температуре облучения $T_{\text{обл}} = 350^\circ\text{C}$.

$h_{\text{Mo-на-Si}} \approx 2,7$ нм и $h_{\text{Si-на-Mo}} \approx 1,8$ нм на межфазных границах Mo-на-Si и Si-на-Mo соответственно. Отношение приращения толщин аморфных перемешанных зон $\Delta h_{\text{Mo-на-Si}}/\Delta h_{\text{Si-на-Mo}}$ при облучении дозой $\Phi = 7,5 \cdot 10^{19}$ ион/м² при температурах облучения $T_{\text{обл}} = 275^\circ\text{C}$ и $T_{\text{обл}} = 350^\circ\text{C}$ примерно одинаково и составляет 1,3.

Температурная зависимость изменения периода МПП Mo/Si, облученных при каждой температуре одной и той же дозой облучения $\Phi = 7,5 \cdot 10^{19}$ ион/м², представлена на рис. 20 [38]. На этой зависимости можно выделить два участка: 1) участок слабой зависимости изменения периода МПП от температуры ($T_{\text{обл}} \leq 260^\circ\text{C}$) и 2) участок сильной температурной зависимости ($T_{\text{обл}} > 260^\circ\text{C}$). В статье [8] приводится более высокая температура ($T_{\text{обл}} = 360^\circ\text{C}$) перехода от режима, не зависящего от температуры, к режиму, зависящему от температуры для бинарной системы Mo/Si. Зависимость Аррениуса $\ln(\Delta H^2)$ от обратной температуры приведена на рис. 21. Энергии активации для первого и второго участков составляют $Q_1 \approx 0,02$ эВ и

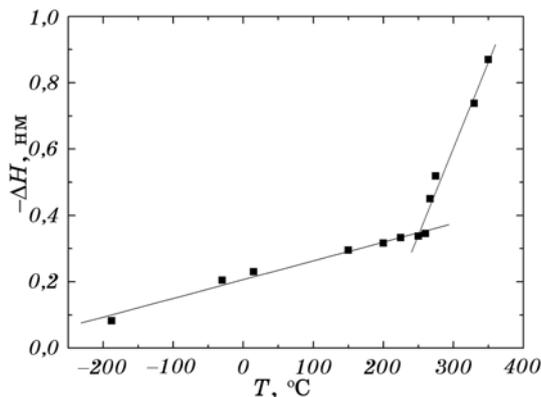


Рис. 20. Температурная зависимость изменения периода МПП Mo/Si.

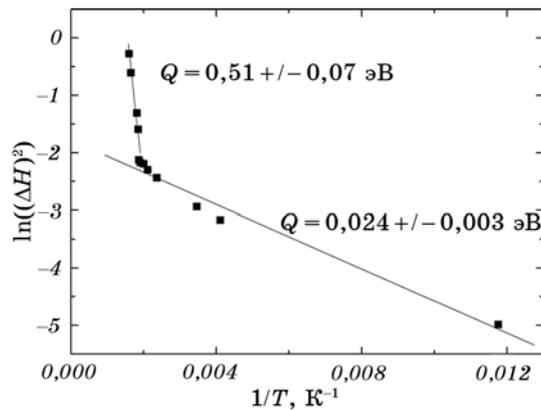


Рис. 21. Зависимость Аррениуса для ионно-лучевого перемешивания в МПП Mo/Si.

$Q_2 \approx 0,5 \text{ эВ}$ соответственно. В [8] даются близкие значения энергий активации $Q_1 = 0,03 \text{ эВ}$ и $Q_2 = 0,3 \text{ эВ}$. Энергия активации ионно-лучевого перемешивания на зависящем от температуры участке (2) более чем в 4 раза меньше, чем энергия активации диффузии атомов Si через слой дисилицида молибдена MoSi_2 при обычном отжиге.

5. МЕХАНИЗМЫ ИОННО-ЛУЧЕВОГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ В МНОГОСЛОЙНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЯХ Mo/Si

Характерные особенности ионно-лучевого перемешивания в многослойных периодических покрытиях Mo/Si можно объяснить исходя из современных представлений о каскаде столкновений, вернее, о его составной части, именуемой субкаскадом. ПВА обладают достаточно большой энергией, они малочисленны по количеству и вносят вклад в пространственное распределение атомов отдачи на расстоянии нескольких десятков нм от межфазной границы раздела. ПВА могут транспортироваться из слоя одного чистого компонента в слой другого и создавать твердые растворы, если таковые имеются на диаграмме фазового равновесия бинарной системы. Субкаскадные атомы отдачи производятся в большом количестве и имеют малые пробеги. На начальных стадиях, когда промежуточная фаза отсутствует или ее толщина очень мала, меньше размера субкаскада столкновений, перемешивание должно происходить очень быстро, а именно, пропорционально количеству субкаскадов. Количество субкаскадов пропорционально количеству бомбардирующих ионов, т.е. дозе облучения. Поэтому на начальных стадиях низкотемпературного облучения ($T_{\text{обл}} \leq 260^\circ\text{C}$) мы наблюдаем линейную зависимость толщины промежуточной фазы от дозы облучения, при

облучении как легкими ионами He^+ , так и тяжелыми ионами Ar^+ .

При ионно-лучевом перемешивании образуются аморфные перемешанные зоны, обогащенные атомами кремния по сравнению с самым богатым кремнием дисилицидом молибдена MoSi_2 . При облучении ионами He^+ образуются АПЗ со средним составом $\text{MoSi}_{8,2}$, а при облучении ионами Ar^+ формируются АПЗ состава $\text{MoSi}_{3,9}$. Оба этих сплава располагаются между самой легкоплавкой эвтектикой (0,985% ат. Si) и дисилицидом молибдена. При изотермическом отжиге образуются АПЗ с составом, соответствующим дисилициду молибдена. Эффект, связанный с большим потреблением кремния при ионно-лучевом перемешивании по сравнению с обычным, термическим, можно объяснить, исходя из модели жидкообразного состояния субкаскада на начальных стадиях. Считается, что субкаскад в течение нескольких пикосекунд находится в сильно разупорядоченном или даже жидком состоянии [8]. Согласно [39], в жидкости наименьшее значение свободной энергии достигается при локальном химическом окружении, соответствующем наиболее легкоплавкой эвтектике. Поэтому, в жидком субкаскаде может сформироваться сплав с содержанием кремния большим, чем при обычной твердофазной реакции. Этому способствуют малые времена охлаждения субкаскада и сопутствующий этому эффект быстрой закалки жидкости.

Особенность, связанная с одинаковым ростом силицидной фазы на обеих межфазных границах раздела Mo-на-Si и Si-на-Mo, подтверждает точку зрения, что при ионно-лучевом перемешивании основную роль играют внутрикаскадные эффекты. Поскольку внутри субкаскада структура сильно нарушена, а температура субкаскада очень велика, то кристаллическая структура и напряжения в слоях чистых компонентов многослойного периодического покрытия не оказывают существенного влияния на ионно-лучевое перемешивание.

Часто эксперименты по ионно-лучевому перемешиванию данной слоистой бинарной системы проводят при помощи различных ионов, с различной энергией и дозой облучения. Об эффективности ионно-лучевого перемешивания различными ионами можно судить по величине

$$f = (\Delta h)^2 / \Phi E_{\text{упр}}, \quad (6)$$

где Δh — прирост толщины аморфной перемешанной зоны в процессе ионного перемешивания, Φ — доза облучения и $E_{\text{упр}}$ — средняя энергия, выделенная в упругих столкновениях в многослойной структуре. Делением на Φ убирается дозовая зависимость ионно-лучевого перемешивания, а делением на $E_{\text{упр}}$ убирается зависимость, связанная с различной ядерной тормозной способностью разных ионов и их первичной энергией.

При облучении многослойного покрытия ионами He^+ дозой $4 \cdot 10^{20}$ ион/ м^2 прирост аморфной перемешанной зоны на межфазной границе раздела Мо-на-Si составил $\Delta h = 1,09$ нм, а величина средней энергии, выделенной в упругих столкновениях, составляет $E_{\text{упр}} = 10,87$ эВ/ион·нм. Рассчитанная величина эффективности ионно-лучевого перемешивания составляет $f = 2,7 \cdot 10^{-4}$ нм⁵/эВ. При облучении такого же покрытия ионами Ar^+ дозой $1,3 \cdot 10^{18}$ ион/ м^2 прирост АПЗ на той же межфазной границе составил $\Delta h = 0,9$ нм при средней энергии $E_{\text{упр}} = 651$ эВ/ион·нм. В этом случае эффективность ионно-лучевого перемешивания составляет $f = 9,6 \cdot 10^{-4}$ нм⁵/эВ. Для другой межфазной границы раздела, Si-на-Мо, рассчитанные эффективности будут примерно такими же, поскольку прирост толщины АПЗ на этой межфазной границе примерно такой же, как и на границе Мо-на-Si. Таким образом, эффективность перемешивания ионами Ar^+ в несколько раз выше, чем ионами He^+ . Ядерная тормозная способность тяжелых ионов Ar^+ выше, чем легких ионов He^+ , поэтому они создают более высокую плотность субкаскадов вблизи межфазной границы раздела. При этом каждый субкаскад столкновений более плотный, с большей средней энергией, приходящейся на каждый атом субкаскадной области. При высокой плотности субкаскадов вдоль трека первичного иона, субкаскады перекрываются, и эффективность ионно-лучевого перемешивания при этом увеличивается.

Доминирующую роль в перемешивании при низких температурах облучения играют внутрикаскадные эффекты, такие, как плотность выделенной энергии в упругих столкновениях и эффективная локальная температура. Важную роль также играют термохимические характеристики слоистой мишени: теплота смешения, химическое сродство элементов, энергия когезии чистых компонентов и промежуточной фазы и др. [5, 8].

Процесс перемешивания начинается с баллистической фазы столкновений (10^{-14} – 10^{-13} с) и продолжается до охлаждения субкаскада (10^{-11} с).

Вторая стадия называется термализационным перемешиванием и играет существенную роль, поскольку величина перемешивания зависит от энергии смешения. Такая зависимость отсутствовала бы для чисто баллистического перемешивания. За время термализации атомы могут совершить несколько скачков и установить определенный химический порядок. Внутрикаскадное перемешивание рассматривают аналогично обычному диффузионному в модели случайных блужданий за время жизни субкаскада $t_{\text{кас}}$.

Роль химической движущей силы проявляется в отсутствии ионного перемешивания в фазовом равновесном многослойном периодическом покрытии МПП MoSi_2/Si при низкотемпературном облучении ионами He^+ до дозы облучения $2 \cdot 10^{20}$ ион/ м^2 . Баллистическое ионно-лучевое перемешивание компенсируется последующим ион-

но-лучевым расслоением исходных компонентов. В многослойном периодическом покрытии $\text{MoSi}_2/\text{Mo}/\text{MoSi}_2/\text{Si}$ с толщиной слоев дисилицида $h_{\text{MoSi}_2} \approx 4$ нм наблюдается начальная стадия, на которой ионно-лучевое перемешивание отсутствует. Наличие инкубационного периода можно связать с образованием градиента концентрации атомов Si в слое MoSi_2 , после чего эффект ионно-лучевого перемешивания существенно усиливается.

На температурной зависимости ионно-лучевого перемешивания МПП Mo/Si , облученных ионами He^+ , наблюдаются два участка: 1) участок слабой зависимости ($T_{\text{обл}} \leq 260^\circ\text{C}$), 2) участок сильной зависимости ($T_{\text{обл}} > 260^\circ\text{C}$) от температуры облучения. Энергии активации ионно-лучевого перемешивания для указанных участков составляют $Q_1 \approx 0,02$ эВ и $Q_2 \approx 0,5$ эВ соответственно. Величина $Q_2 \approx 0,5$ эВ в 4–5 раз меньше, чем энергия активации диффузии атомов кремния через слой дисилицида молибдена при обычной термической диффузии. Для радиационно-стимулированной диффузии (РСД) следует ожидать энергию активации $Q_{\text{РСД}} \approx 0,45Q$, где Q — энергия активации термической диффузии [8]. Малое значение активации на втором участке (зависящем от температуры) указывает на то, что этот участок предшествует РСД. На этом участке внутрикаскадные эффекты продолжают играть основную роль. Однако здесь уже начинают проявляться некоторые особенности, присущие фазообразованию в данной слоистой системе при обычном нагреве. Состав образующихся аморфных перемешанных зон близок к составу дисилицида молибдена, наблюдается более быстрый рост АПЗ на межфазной границе Mo-на-Si по сравнению с противоположной границей Si-на-Mo .

Таким образом, при облучении при повышенной температуре проявляется влияние структурного состояния слоев молибдена на ионно-лучевое перемешивание, как при обычном термическом нагреве, но более слабое. Следовательно, на втором участке температурной зависимости, наряду с внутрикаскадными эффектами, существенную роль играют процессы, которые протекают на стадии охлаждения субкаскадов, уже в твердом состоянии. При повышенных температурах в процесс перемешивания вовлекаются области, окружающие субкаскады.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При облучении многослойных периодических композиций Mo/Si ионами He^+ и Ar^+ происходит ионно-лучевое перемешивание исходных компонентов на межфазных границах раздела и увеличение толщины аморфных перемешанных зон между молибденом и кремнием. При малых дозах облучения (ионами He^+ до $\Phi \leq 5 \cdot 10^{20}$ ион/ м^2 , ионами Ar^+ до $\Phi \leq 1,3 \cdot 10^{18}$ ион/ м^2) толщина обеих зон на межфазных

границах раздела Мо-на-Si и Si-на-Мо увеличивается одинаково и линейно с дозой облучения. Эффективность перемешивания многослойных периодических покрытий Мо/Si ионами He⁺ составляет $f = 2,7 \cdot 10^{-4}$ нм⁵/эВ, а ионами Ar⁺ — $f = 9,6 \cdot 10^{-4}$ нм⁵/эВ. Эффективность перемешивания больше для тяжелых первичных ионов за счет эффекта перекрытия субкаскадов столкновений. Средний атомный состав аморфных перемешанных зон отвечает силициду состава MoSi_{8,2} и MoSi_{3,9} при облучении ионами He⁺ и ионами Ar⁺ соответственно. Сплавы данного состава располагаются между самой богатой кремнием равновесной фазой (дисилицидом молибдена MoSi₂) и эвтектикой. При облучении ионами Ar⁺ дозой $\Phi = 6 \cdot 10^{18}$ ион/м² происходит аморфизация поликристаллического молибдена.

Предложен механизм ионно-лучевого перемешивания на начальных стадиях перемешивания посредством субкаскадов столкновений, которые в начальный момент их существования находятся в жидком состоянии. Эта модель позволяет объяснить линейный с дозой облучения рост толщины силицида, который сильно обогащен кремнием по сравнению с равновесным дисилицидом молибдена.

Химическая движущая сила оказывает существенное влияние на ионно-лучевое перемешивание. Оно отсутствует, или очень мало, в фазовом равновесном многослойном периодическом покрытии MoSi₂/Si при низкотемпературном облучении ионами He⁺ до дозы облучения $\Phi \leq 2 \cdot 10^{20}$ ион/м². В многослойном периодическом покрытии MoSi₂/Mo/MoSi₂/Si, с толщиной слоев дисилицида $h_{\text{MoSi}_2} \approx 4$ нм, наблюдается начальная стадия, на которой ионно-лучевое перемешивание отсутствует. Заметное ионно-лучевое перемешивание в этих МПП начинается при дозе облучения $\Phi \geq 1 \cdot 10^{20}$ ион/м².

На температурной зависимости ионно-лучевого перемешивания МПП Мо/Si, облученных ионами He⁺, наблюдаются два участка: 1) слабой зависимости ($T_{\text{обл}} \leq 260^\circ\text{C}$), 2) сильной зависимости ($T_{\text{обл}} > 260^\circ\text{C}$) от температуры облучения. Энергии активации ионно-лучевого перемешивания для указанных участков составляют $Q_1 \approx 0,02$ эВ и $Q_2 \approx 0,5$ эВ соответственно.

На участке сильной зависимости ионно-лучевого перемешивания от температуры проявляются особенности фазообразования в многослойных периодических покрытиях Мо/Si, присущие обычному термическому нагреву: образуются аморфные перемешанные зоны с составом, близким к дисилициду молибдена, и наблюдается преимущественный рост АПЗ на межфазной границе Мо-на-Si по сравнению с противоположной границей Si-на-Мо.

Автор выражает благодарность и признательность своим коллегам и соавторам совместных работ В. В. Кондратенко, В. А. Севрюковой, А. Г. Пономаренко, А. В. Пенькову, Л. П. Тищенко, Б. Н. Романюку и В. П. Мельнику за помощь при выполнении работы, обсуждение результатов и написание статей.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. М. Томпсон, *Дефекты и радиационные повреждения в металлах* (Москва: Мир: 1971).
2. В. Ф. Зеленский, И. М. Неклюдов, Л. С. Ожигов и др., *Некоторые проблемы физики радиационных повреждений материалов* (Киев: Наукова думка: 1979).
3. В. В. Кирсанов, А. Л. Суворов, Ю. В. Трушин, *Процессы радиационного дефектообразования в металлах* (Москва: Энергоатомиздат: 1985).
4. А. Ф. Буренков, Ф. Ф. Комаров, М. А. Кумахов и др., *Пространственные распределения энергии, выделенной в каскадах атомных столкновений* (Москва: Энергоатомиздат: 1985).
5. Ф. Ф. Комаров, А. П. Новиков, А. Ф. Буренков, *Ионная имплантация* (Минск: Университетское: 1994).
6. F. Ziegler, J. P. Biersack, and U. Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Solids* (New York: Pergamon Press: 1999).
7. P. Sigmund and A. Gras-Marti, *Nucl. Instrum. Math.*, **182–183**: 25 (1981).
8. M. Nastasi and J. W. Mayer, *Mat. Sci. Eng.*, **R12**: 1 (1994).
9. Ф. Ф. Комаров, *Ионная имплантация в металлы* (Москва: Металлургия: 1990).
10. H. H. Andersen, *Appl. Phys. A*, **18**, No. 2: 131 (1979).
11. P. Sigmund, *Radit. Eff.*, **1**, No. 1: 15 (1969).
12. Y.-T. Cheng, M. Van Rossum, M.-A. Nicolet et al., *Appl. Phys. Lett.*, **45**, No. 2: 185 (1984).
13. M. Van Rossum, Y.-T. Cheng, M.-A. Nicolet et al., *Appl. Phys. Lett.*, **46**, No. 6: 610 (1985).
14. I. A. Fenn-Tye and A. D. Marwick, *Nucl. Instrum. Math. B*, **18**, No. 1–6: 236 (1987).
15. V. Géza, R. Heiner, and M. Wolfhard, *Nucl. Instrum. Math. B*, **39**, No. 1–4: 268 (1989).
16. J. W. Mayer, B. Y. Tsaur, S. S. Lau et al., *Nucl. Instrum. Math.*, **182–183**: 1 (1981).
17. К. Тао, С. А. Hewett, S. S. Lau et al., *Appl. Phys. Lett.*, **50**, No. 19: 1343 (1987).
18. К. Affolter, X.-A. Zhao, and M. A. Nicolet, *J. Appl. Phys.*, **58**, No. 8: 3087 (1985).
19. Б. С. Данилин, В. К. Сырчин, *Магнетронные распылительные системы* (Москва: Радио и связь: 1982).
20. В. В. Чечетенко, Е. В. Савченко, Я. М. Фогель и др., *Оптика и спектроскопия*, **22**, № 4: 626 (1969).
21. А. В. Виноградов, *Зеркальная рентгеновская оптика* (Ленинград: Машиностроение: 1989).
22. T. W. Barbee, *Optical Engineering*, **25**, No. 8: 899 (1986).
23. Д. Л. Воронов, Е. Н. Зубарев, В. В. Кондратенко и др., *Металлофиз. новейшие технол.*, **26**, № 6: 753 (2004).
24. Д. Л. Воронов, А. Ю. Девизенко, Е. Н. Зубарев и др., *Физическая инженерия поверхности*, **2**, № 1: 1 (2004).
25. А. В. Пеньков, Е. Н. Зубарев, О. В. Польцева и др., *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение*, **89**, № 4: 157 (2006).

26. А. В. Пеньков, Д. Л. Воронов, Е. Н. Зубарев и др., *Известия РАН. Сер. Физическая*, **70**, № 6: 917 (2006).
27. Е. Н. Зубарев, В. В. Кондратенко, Ю. П. Першин и др., *Материалы IX Всесоюзной конференции «Взаимодействие атомных частиц с твердым телом–1989»* (Москва: 1989), т. 2, с. 87.
28. Е. Н. Зубарев, В. В. Кондратенко, Ю. П. Першин и др., *Материалы X Всесоюзной конференции «Взаимодействие ионов с поверхностью–1991»* (Звенигород: 1991), т. 1, с. 174.
29. В. В. Ганн, Е. Н. Зубарев, В. В. Кондратенко и др., *Материалы XII Международной конференции «Взаимодействие ионов с поверхностью–1995»* (Звенигород: 1995), т. 2, с. 191.
30. Д. Л. Воронов, Е. Н. Зубарев, В. В. Кондратенко и др., *Материалы V Международной конференции «Нелинейные процессы и проблемы самоорганизации в современном материаловедении–2004»* (Воронеж: 2004), т. 1, с. 93.
31. А. В. Пеньков, Д. Л. Воронов, Е. Н. Зубарев и др., *Материалы XVII Международной конференции «Взаимодействие ионов с поверхностью–ВИП 2005»* (Звенигород: 2005), т. 2, с. 44.
32. A. V. Penkov, D. L. Voronov, A. Yu. Devizenko et al., *Func. Mater.*, **12**, No. 4: 750 (2005).
33. O. Yu. Devizenko, D. L. Voronov, V. V. Kondratenko et al., *Abstr. Int. Conf. 'Crystal Materials–2005'* (Kharkov: 2005), p. 211.
34. E. N. Zubarev, A. V. Zhurba, V. V. Kondratenko et al., *Thin Solid Films*, **515**: 7011 (2007).
35. E. N. Zubarev, V. V. Kondratenko, V. A. Sevryukova et al., *Books Abstr. '12th International Conference on Thin Films'* (Bratislava: 2002), p. 212.
36. Е. Н. Зубарев, А. А. Козьма, А. Н. Стеценко и др., *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение*, **2 (40)**: 20 (1987).
37. Е. Н. Зубарев, В. П. Мельник, В. В. Кондратенко и др., *Металлофиз. новейшие технол.*, **29**, № 12: 1555 (2007).
38. А. В. Пеньков, Д. Л. Воронов, Е. Н. Зубарев и др., *Металлофиз. новейшие технол.*, **28**, № 2: 183 (2006).
39. R. W. Vane, *J. Appl. Phys.*, **61**, No. 5: 1826 (1987).