

Угловые зависимости распыления фосфида индия фокусированным пучком ионов галлия

К.Н. Лобзов,* М.А. Смирнова, Л.А. Мазалецкий, Д.Э. Пухов
 Ярославский государственный университет имени П.Г. Демидова,
 физический факультет, базовая кафедра нанотехнологий в электронике
 Россия, 150003, Ярославль, ул. Советская, д. 14
 (Поступила в редакцию 10.06.2024; подписана в печать 11.09.2024)

В работе представлены экспериментальные угловые зависимости морфологии поверхности, элементного состава приповерхностного слоя и коэффициента распыления фосфида индия при облучении образца InP фокусированным ионным пучком Ga⁺ с энергией 30 кэВ. Анализ поверхности проводился методами растровой электронной микроскопии и вторично-ионной масс-спектрометрии. Коэффициенты распыления определялись по измерениям объема распыленных кратеров. Экспериментальные результаты сравниваются с данными математического моделирования в программе TRIDYN. Обсуждается влияние выбора матрицы поверхностных энергий связи на результаты моделирования.

PACS: 68.49.Sf

УДК: 537.534

Ключевые слова: распыление ионами, фокусированный ионный пучок, приповерхностный слой, нанорельеф, вторично-ионная масс-спектрометрия, растровая электронная микроскопия.

ВВЕДЕНИЕ

Распыление фокусированным ионным пучком (ФИП) в настоящее время широко применяется для создания наноструктур на поверхности полупроводников [1, 2]. На сегодняшний день теоретическим фундаментом процесса ионного распыления служит каскадная теория П. Зигмунда, созданная еще в 1969 г. [3]. Одним из следствий данной теории является развитие микрорельефа на поверхности в результате распыления, масштаб которого существенно больше атомарного и зависит в первую очередь от плотности потока ионов и материала мишени. Одной из основных причин развития такого рельефа служит неравномерное распыление поверхности в области дефектов, о чем более подробно говорится в обзоре [4]. Незначительные дефекты изначально присутствуют даже на самой ровной поверхности, однако именно они не всегда приводят к развитию видимого рельефа. Формирование структур размерами от нескольких нм и более связано не с самим наличием дефектов, а с усилением имеющихся изначально при определенных условиях распыления, либо возникновением дефектов непосредственно под воздействием ионной бомбардировки. В этом аспекте все более интересными для исследований становятся многокомпонентные материалы с разными коэффициентами распыления элементов. Коэффициент распыления Y определяется как количество атомов, выбиваемых одним падающим ионом, и поэтому является главной количественной мерой распыления. Основными представителями подобных материалов, получившими наибольшее распространение в полупроводниковой технологии, являются соединения типа A_3B_5 .

Развитие морфологии на поверхности материалов типа A_3B_5 , согласно экспериментальным данным, связано с преимущественным распылением неметаллического элемента, вследствие чего на поверхности могут зарождаться металлические структуры, влияющие на дальнейший процесс взаимодействия поверхностных атомов с падающими ионами. Обогащение поверхности атомами металла также следует из теоретического соотношения поверхностных концентраций элементов, полученного Зигмундом в своей теории распыления для многокомпонентных мишеней [4]:

$$\frac{C_3^S}{C_5^S} = \frac{C_3^V}{C_5^V} \left[\left(\frac{M_5}{M_3} \right)^{2m} \left(\frac{U_5}{U_3} \right)^{1-2m} \right]^{-1}, \quad (1)$$

где $C_{3,5}^S$ — поверхностные концентрации элементов 3-й и 5-й групп, $C_{3,5}^V$ — их концентрации в объеме, $M_{3,5}$ — атомные массы, $U_{3,5}$ — поверхностные энергии связи элементов.

На сегодняшний день имеется достаточное количество экспериментальных исследований, посвященных ионному распылению соединений A_3B_5 . В относительно недавнем обзоре [5] механизмы развития морфологии поверхности этих соединений были обобщены в зависимости от коэффициента распыления неметаллического элемента. Так, наиболее выраженная морфология развивается на материалах с высоким отношением коэффициентов распыления Y_5/Y_3 атомов 5-й и 3-й групп, примерами которых могут служить GaSb и InSb. Для последних характерным является рост наноразмерных конусов на поверхности под воздействием ионного пучка [5, 6], размер и форма которых определяется энергией и флюенсом падающих ионов, а также механизмом сканирования поверхности. Для этих материалов уже имеется достаточное количество экспериментальных данных относительно состава, процес-

* kostya.lobzov@mail.ru

са развития и зависимости поверхностного рельефа от условий распыления.

Фосфид индия в свою очередь имеет меньший коэффициент распыления и, как следствие, более медленное и менее выраженное развитие рельефа по сравнению с большинством соединений A_3B_5 . Для распыления InP ионами Ga^+ ФИП существует малое количество исследований, свидетельствующих о формировании на поверхности островков, обогащенных атомами In. Так, авторы [7] предсказали стабилизацию диаметра островков на поверхности A_3B_5 с увеличением флюенса и подтвердили ее экспериментально. Характерно, что для InP высота и диаметр поверхностных островков при достижении флюенса стабилизации были практически на порядок меньше, чем для GaAs и InAs. В свою очередь авторы [8] описали механизм формирования островков InP и зависимость их размера от флюенса и температуры. Однако, во всех исследованиях, как для InP, так и для других соединений A_3B_5 , рассматривается в основном нормальное падение ионов, а полноценные угловые зависимости морфологии поверхности отсутствуют. Кроме того, имеется очень мало работ, содержащих экспериментальные данные о значениях коэффициента распыления InP, содержании имплантированных ионов и их зависимости от угла падения. Несомненно, угловые зависимости являются необходимым элементом для понимания и описания процессов, определяющих распыление, поэтому их изучение и является основной целью данной работы.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

1.1. Подготовка экспериментальных образцов

Все экспериментальные образцы были подготовлены на дулучевой установке Quanta 3D 200i с использованием ионов Ga^+ с энергией $E = 30$ кэВ в качестве распыляющего пучка.

Для измерения угловых зависимостей коэффициента распыления на поверхности формировались кратеры распыления размером 30×30 мкм при фиксированном флюенсе ионов $D = 5 \times 10^{17}$ см $^{-2}$. Угол падения пучка изменялся в пределах $\theta = 0^\circ - 85^\circ$. Ток ионного пучка составлял 5 нА, диаметр — 85 нм, тип сканирования — серпантин. Перекрытие пучка 30%, время задержки в точке сканирования — 1 мкс.

Для измерения угловой зависимости состава приповерхностного слоя флюенс ионов Ga^+ составлял $D = 2 \times 10^{17}$ см $^{-2}$ при углах падения пучка $\theta = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$. Ионным пучком на поверхности были сформированы кратеры размером 200×200 мкм при токе 15 нА, диаметре пучка 182 нм, перекрытии 30% и времени задержки 1 мкс.

1.2. Определение угловых зависимостей

Размеры кратеров распыления определялись с помощью растрового электронного микроскопа Supra 40. По этим размерам рассчитывался объем распыленного материала V и вычислялся коэффициент распыления Y , который связан с током пучка и временем распыления следующим выражением:

$$Y = \frac{N_{at}}{N_{ion}} = \frac{1}{It} \frac{\rho N_0 e}{\mu} V, \quad (2)$$

где I — ток ионного пучка, t — время распыления, ρ и μ — плотность и молярная масса материала соответственно, N_a и e — постоянная Авогадро и элементарный электрический заряд.

Состав приповерхностного слоя подготовленных образцов анализировался методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) на времяпролетном масс-спектрометре TOF.SIMS5. В качестве анализирующего пучка использовались ионы Bi^+ с энергией 25 кэВ. В качестве распыляющего пучка использовались ионы Cs^+ с энергией 1 кэВ. При регистрации вторичных ионов использовалась методология цезиевой ВИМС, подробно описанная в работе [9].

Изображения морфологии поверхности были получены методом РЭМ на установке Supra 40. Поверхность сканировалась электронным пучком с энергией 20 кэВ в двух проекциях: вид сверху и под углом 70° относительно нормали поверхности.

1.3. Математическое моделирование распыления TRIDYN

В целях моделирования процесса распыления ФИП обычно используется метод Монте-Карло в приближении бинарных столкновений [10], реализуемый в специальных программных обеспечениях. В данной работе для моделирования использовалась программа TRIDYN [11]. Вычисления проводились в динамическом режиме с учетом накопления галлия в образце. Толщина мишени составляла 1 мкм, флюенс ионов $D = 2 \times 10^{17}$ см $^{-2}$, количество траекторий — 100 000. Выбор энергий поверхностных связей элементов для InP подробно обсуждается в п. 2.4.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

2.1. Морфология поверхности

Анализ поверхностной морфологии показывает, что ионное распыление InP фокусированным пучком Ga^+ приводит к формированию на поверхности островков, как это предсказывается в работе [5] и наблюдается в экспериментах с меньшими флюенсами [7, 8]. На рис. 1 показана морфология облученной поверхности

InP в двух видах (вид сверху и под углом 70°) при различных углах падения пучка ионов Ga^+ .

Как видно на рис. 1, в результате распыления на поверхности формируются квантовые точки в виде островков, форма и размер которых меняются в зависимости от угла падения ионного пучка. При нормальном падении островки имеют достаточно очерченные границы и в грубом приближении могут быть аппроксимированы отдельными окружностями (рис. 1, а, д). С увеличением угла падения происходит «разрушение» одиночных островков, в результате чего они теряют правильную геометрическую форму, а площадь поверхности значительно варьируется за счет объединения друг с другом одних островков, и разделения на части других (рис. 1, б, е). Таким образом, в угловом диапазоне $\theta = 0^\circ - 30^\circ$ островки достаточно слабо выражены, и в случае наклонного наблюдения напоминают скорее выпуклости на общей поверхности, чем самостоятельную структуру.

При дальнейшем увеличении θ до 60° (рис. 1, в, ж) островки на поверхности начинают увеличиваться в объеме и принимают сферическую форму, однако площадь их поверхности при этом уменьшается, а расстояние между отдельными островками растет. Помимо отдельных сферических точек при этом образуется множество мелких вкраплений. При углах $\theta > 60^\circ$ объем этих точек начинает уменьшаться, и при угле $\theta = 80^\circ$ на поверхности хотя имеются небольшие выделяющиеся островки (рис. 1, з), но в случае наклонного наблюдения они практически незаметны (рис. 1, з).

Средний характерный диаметр островков определялся по РЭМ-изображениям поверхности. Зависимость этого диаметра от угла падения ионного пучка показана на рис. 2. Для его расчета форма островков приближенно принималась круглой. Несмотря на то, что это приближение может быть достаточно грубым для точного анализа, оно полезно для оценки порядка величины и тенденции изменения размера островков с ростом θ .

Как видно из рис. 2, зависимость характерного диаметра островков от угла падения пучка довольно хаотична, однако прослеживается общая тенденция к уменьшению размера при увеличении θ . Размеры островков при всех углах имеют порядок нескольких десятков нм, что неплохо согласуется с результатами работ [7, 8].

2.2. Состав приповерхностного слоя

На рис. 3 представлены профили содержания элементов в приповерхностном слое при различных углах падения, полученные при послойном ВИМС анализе. Темно-синяя кривая соответствует атомной плотности Ga, красная — In, зеленая — P. Можно увидеть, что содержание Ga максимально при нормальном падении ионов и уменьшается с ростом θ . Вблизи поверхности профили содержания Ga имеют характер-

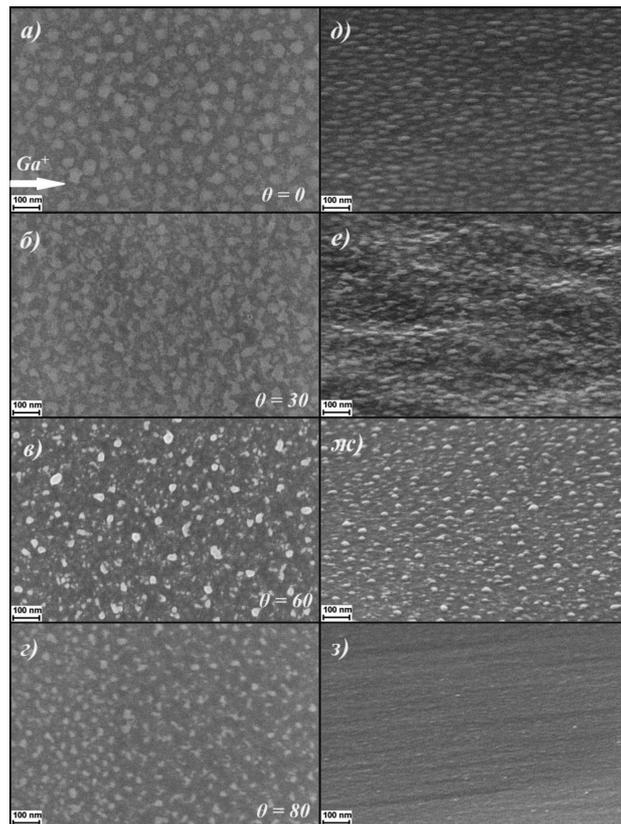


Рис. 1. РЭМ изображения поверхности InP, облученной ионами Ga^+ при различных углах падения ионов θ . Изображения а)–г) получены при нормальном падении электронного пучка, снимки д)–з) — под углом 70° . Стрелкой показано направление падения ионного пучка

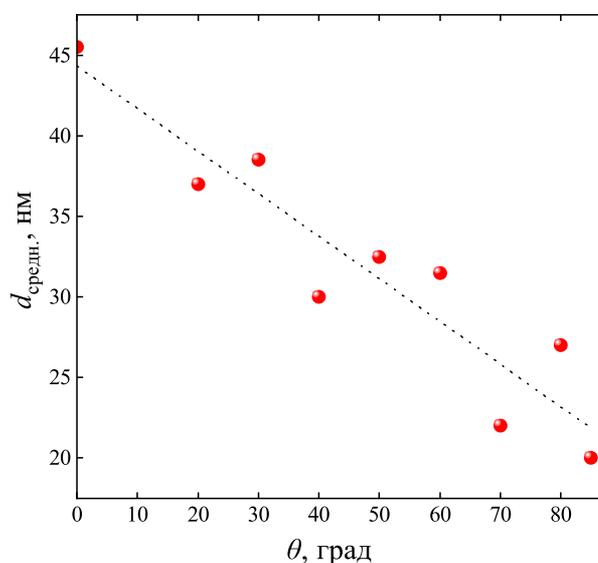


Рис. 2. Средний характерный размер островков на поверхности распыленного InP в зависимости от угла падения первичных ионов Ga^+

ное плато, протяженность которого также уменьшается при увеличении угла. Так, при нормальном падении содержание Ga остается на уровне $3 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ до глубин порядка 35–40 нм от поверхности, в то время как при $\theta=60^\circ$ протяженность плато составляет менее 10 нм при атомной плотности вблизи поверхности $5 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Кроме содержания, с ростом θ уменьшается и глубина проникновения имплантированных ионов. При нормальном падении концентрация Ga уменьшается на порядок на глубине примерно 65 нм и на два порядка на глубине 80 нм. Следы Ga при этом прослеживаются вплоть до глубин $> 100 \text{ нм}$.

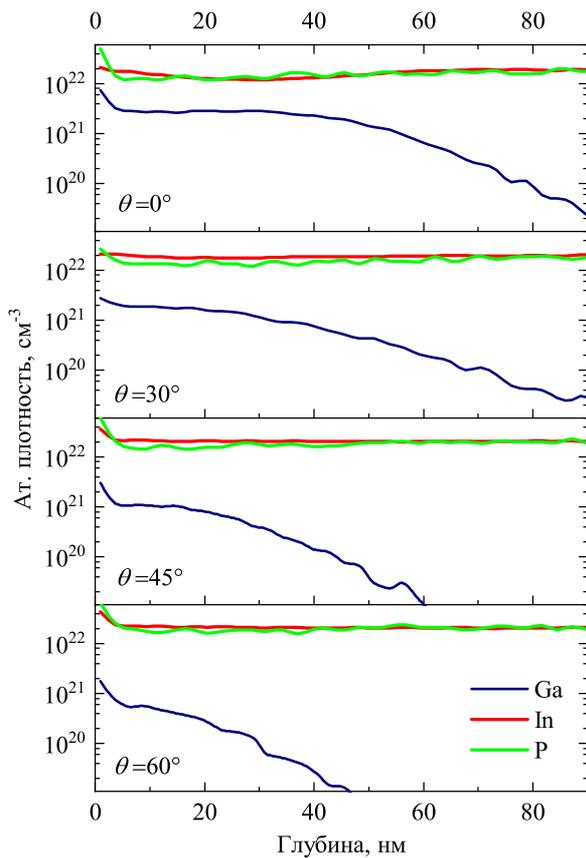


Рис. 3. Послойные профили распределения плотности элементов в приповерхностном слое InP, распыленного ионами Ga^+ при различных углах падения ионного пучка. На всех профилях темно-синей линией показано содержание Ga, красной — In, зеленой — P

При $\theta=30^\circ$ поведение профиля Ga мало чем отличается от нормального падения, кроме того, что наблюдаемое плато концентрации вблизи поверхности является менее пологим и протяженным, чем при $\theta=30^\circ$. При $\theta>30^\circ$ содержание Ga начинает уменьшаться при удалении от поверхности намного быстрее. Так, при $\theta=45^\circ$ уже на глубине 55 нм атомная плотность Ga становится на два порядка ниже поверхностной, при $\theta=45^\circ$ падение плотности в 100 раз наблюдается уже на глубинах чуть более 40 нм.

Интегральные концентрации Ga в приповерхностном слое представлены на рис. 4, а. Их вычисление производилось интегрированием атомных плотностей Ga, In и P (рис. 3) от поверхности до глубин, на которых плотность Ga уменьшается на порядок. Эти глубины соответствуют значениям $R_p + 2\Delta R_p$, где R_p — проективный пробег ионов Ga^+ , ΔR_p — продольный разброс.

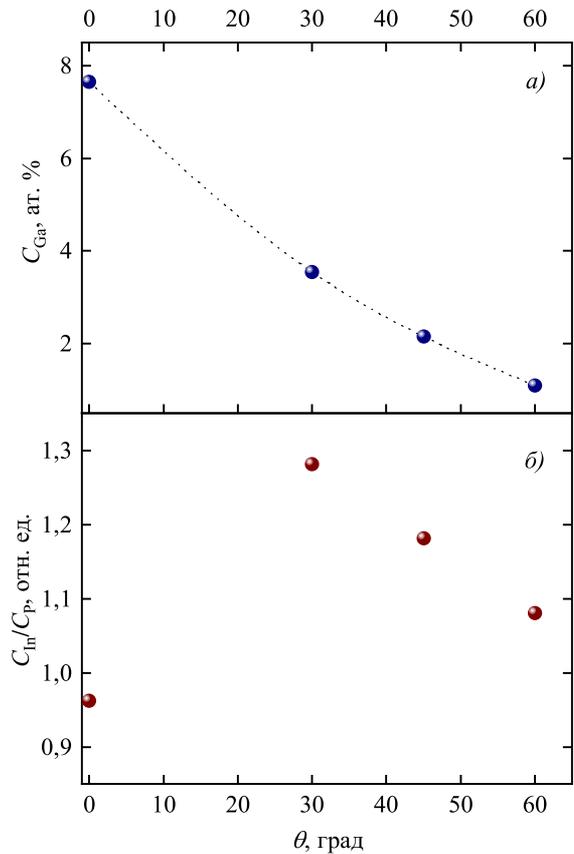


Рис. 4. Интегральная концентрация имплантированного Ga в приповерхностном слое фосфида индия (а); отношение $C_{\text{In}}/C_{\text{P}}$ интегральных концентраций In и P в приповерхностном слое

Относительная концентрация Ga тогда определяется как $C_{\text{Ga}} = N_{\text{Ga}} / (N_{\text{Ga}} + N_{\text{In}} + N_{\text{P}})$, где N_{Ga} , N_{In} , и N_{P} — интегральное содержание галлия, индия и фосфора соответственно в рассматриваемом слое. Рис. 4, а также подтверждает уменьшение C_{Ga} с ростом θ . Кроме этого, достаточно важным является вывод, что содержание имплантированного Ga при всех углах не превышает 10%. Учет этого факта может быть полезным как для практического применения, так и для выполнения различных расчетов распыления математическим моделированием.

На рис. 4, б показано экспериментальное отношение $C_{\text{In}}/C_{\text{P}}$ интегральных концентраций In и P в том же слое, который рассматривается для определения C_{Ga} (рис. 4, а). Как следует из рисунка, при наклонном

падении ионов приповерхностные слои во всех случаях обогащаются атомами In, что также подтверждается теорией и экспериментами. Это позволяет сделать вывод об индиевом составе поверхностных островков на рис. 1, что согласуется с ожиданиями.

Достаточно интересным наблюдением оказывается уменьшение концентрации In по сравнению с P при нормальном падении. При $\theta = 0^\circ$ отношение C_{In}/C_P близко к единице, и определяется чувствительностью ВИМС анализа, что не позволяет достоверно судить об обогащении поверхности фосфором. Однако у этого феномена может быть и физическое объяснение, механизм которого обоснован в работе [8]. Если сравнивать рис. 4, а и б, то можно предположить, что снижение относительной концентрации In при нормальном падении связано с более чем вдвое высоким содержанием Ga при $\theta = 0^\circ$ по сравнению с его содержанием при наклонном падении. Галлий имеет температуру плавления 30°C , поэтому при комнатной температуре под воздействием ионной бомбардировки становится жидким, что увеличивает его диффузию вглубь и вдоль поверхности. Металлический In плавится при 157°C и в процессе распыления остается в твердой фазе. Растворимость Ga в In достаточно хорошая, поэтому есть основание предполагать, что островки In на поверхности содержат имплантированный Ga. Это, во-первых, может объяснять тенденцию уменьшения островков с ростом θ (рис. 2), так как с увеличением угла уменьшается содержание Ga вблизи поверхности (рис. 4, а) и, следовательно, количество растворенного в In галлия.

Во-вторых, более интересным является тот факт, что температура плавления сплава индия с галлием составляет всего $15\text{--}16^\circ\text{C}$. То есть островки, наблюдаемые на поверхности, могут формироваться за счет рекристаллизации этого сплава, что объясняет также отсутствие четкой геометрической формы. Однако, если в процессе ионной бомбардировки Ga связывается с In в жидкую фазу с низкой температурой плавления, логично будет предположить, что помимо непосредственного выбивания атомы In будут покидать поверхность в соединении GaIn за счет испарения. Это теоретически может объяснить уменьшение содержания In при нормальном падении, когда содержание Ga в приповерхностном слое максимально.

Однако, вышеприведенные предположения не согласуются с уменьшением C_{In}/C_P с ростом θ при наклонном падении ионов, когда с ростом θ также уменьшается концентрация Ga. С учетом этого факта представляется возможным некоторый конкурирующий механизм между обогащением поверхности In за счет преимущественного распыления P и обеднением за счет испарения атомов In, связанных с атомами Ga. Подобные рассуждения являются на данном этапе только предположениями и требуют дальнейшего детального изучения.

2.3. Угловая зависимость коэффициента распыления

Экспериментальная угловая зависимость коэффициентов распыления InP ионами Ga^+ показана на рис. 5. Сплошной линией соединены экспериментальные точки, пунктир соответствует аппроксимации уравнением П. Зигмунда [3] для угловой зависимости $Y(\theta)$, согласно которому при наклонном падении ионов коэффициент распыления увеличивается по сравнению со случаем нормального падения как $Y/Y_0 = \cos^{-n} \theta$, где n — подгоночный параметр в диапазоне от 1 до 2. Видно, что экспериментальная зависимость Y достаточно слабо согласуется с уравнением П. Зигмунда. Показатель степени, наилучшим образом соответствующий экспериментальной зависимости $Y(\theta)$, $n = 3$, то есть экспериментальная зависимость возрастает быстрее, чем предсказывает теория П. Зигмунда. При углах падения $\theta > 30^\circ$ коэффициент распыления начинает быстро увеличиваться, достигая максимального значения $Y = 16.8$ выбитых атомов на ион при $\theta = 70^\circ$, что приблизительно в 5.5 раз больше, чем $Y = 3$ при нормальном падении. Более высокие погрешности Y на рис. 5 при углах падения, близких к скользящему, связаны с размыванием границ кратера распыления из-за значительного проскальзывания падающих ионов за первоначальную область падения.

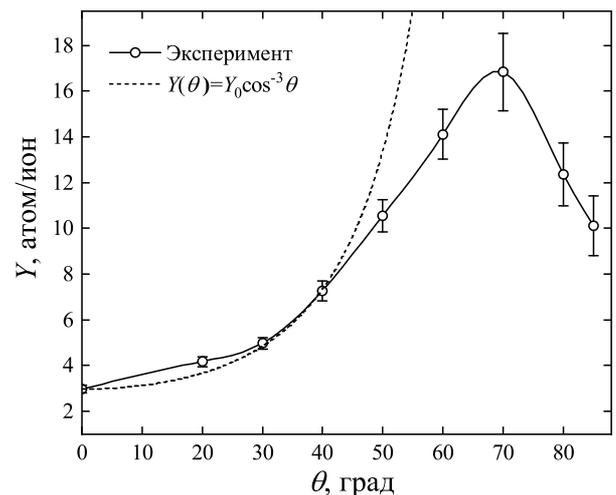


Рис. 5. Угловая зависимость коэффициента распыления InP фокусированным ионным пучком Ga^+ . Пунктиром показана аппроксимация $\sim \cos^{-3} \theta$, согласно уравнению Зигмунда

2.4. Моделирование распыления TRIDYN

Одним из основных параметров, влияющих на корректность результатов моделирования, является матрица поверхностных энергий связи U_{sb} [12]. Если для одноэлементных мишеней к удовлетворительным результатам приводит использование энергии сублимации или когезионной энергии в качестве значений

U_{sb} , то в случае многокомпонентных мишеней универсальный подход для определения U_{sb} еще не разработан [13]. В частности, для InP задача подбора U_{sb} усложняется как изменением элементного состава из-за неравномерного распыления, так и необходимостью учета химической связи атомов In и P в молекуле. В данной работе рассмотрены три возможных подхода к выбору значений матрицы U_{sb} для InP.

Первый подход основан на классическом приближении «полусуммы», при котором диагональные элементы матрицы U_{sb} , характеризующие связи между атомами одного элемента, принимаются равными теплоте сублимации H_s элемента, а недиагональные, характеризующие связи разных элементов — полусумме H_s взаимодействующих элементов [11]. Для Ga — $H_s = 2.86$ эВ, для In — $H_s = 2.52$ эВ, для P — $H_s = 3.26$ эВ [14]. Классическое приближение чаще всего используется для моделирования распыления многокомпонентных материалов, однако, в силу того что оно не может учесть дополнительную химическую связь атомов в мишени, нередко дает значительное расхождение результатов моделирования с экспериментом.

Второй подход основан на использовании в качестве значения U_{sb} для связи между In и P теплоты атомизации H_{at} , представляющей собой сумму энтальпии образования соединения из свободных атомов и теплоты испарения составляющих его элементов, вместо полусуммы энергий сублимации. Для InP $H_{at} = 6.8$ эВ [14]. Такой подход учитывает дополнительную энергию, которую необходимо сообщить атомам в молекуле, чтобы разорвать их химическую связь в изначально молекулярном InP.

Третий подход основан на использовании усредненной энергии поверхностной связи, одинаковой для всех элементов матрицы U_{sb} . Величину этой усредненной энергии можно оценить по формуле Хаффа-Свитковски [15], которая для случая распыления InP выглядит следующим образом:

$$Y_{InP} = U_{sb}^{-1} [C_{In}^S U_{In} Y_{In} + C_P^S U_P Y_P], \quad (3)$$

где Y_{InP} — общий коэффициент распыления фосфида индия (экспериментальное значение), U_{sb} — усредненная величина поверхностной энергии связи, C_{InP}^S — поверхностные концентрации In и P (экспериментальные значения), U_{InP} — поверхностные энергии связи элементов (принимаются равными энергиям сублимации), Y_{InP} — коэффициенты распыления элементов, рассчитанные согласно теории распыления П. Зигмунда [6]. Вычисленная таким образом на основе экспериментальных значений усредненная поверхностная энергия связи $U_{sb} = 3.58$ эВ. Экспериментальные значения Y_{InP} и $C_{In,P}^S$ взяты для случая нормального падения.

На рис. 6 представлены угловые зависимости Y , полученные тремя вышеописанными моделями, в сравнении с экспериментальными значениями. Видно, что использование усредненной поверхностной энергии связи дает хорошее согласие при $\theta = 0^\circ - 40^\circ$, в то время как

классическое приближение совпадает с экспериментом при $\theta = 40^\circ - 60^\circ$. При $\theta \geq 80^\circ$ реальные коэффициенты распыления существенно снижаются за счет отражения и проскальзывания первичных ионов, что не учитывается при математическом моделировании Монте-Карло, поэтому все три модели дают завышенные, по сравнению с экспериментом, результаты. Однако, как видно на рис. 6, использование теплоты атомизации может снизить расхождение Y при скользких углах падения. Стоит отметить, что хорошего соответствия экспериментальным значениям не дает ни одна из рассмотренных моделей, поэтому вопрос подбора значений U_{sb} остается открытым для дальнейшего изучения.

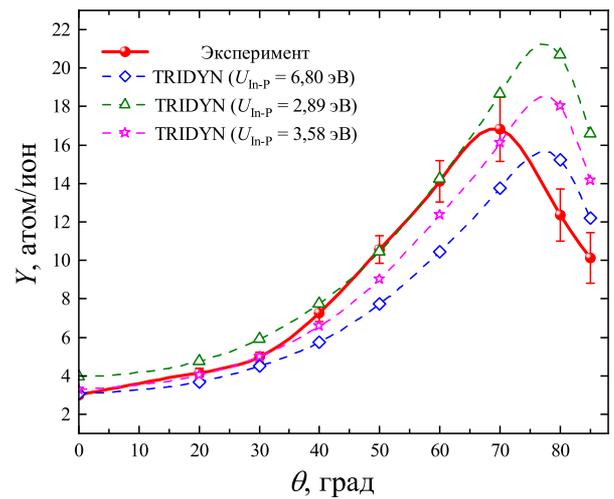


Рис. 6. Полученные в TRIDYN угловые зависимости коэффициента распыления в сравнении с экспериментом. Красной сплошной линией показаны экспериментальные точки, зеленым пунктиром — классическая модель полусуммы, синим пунктиром — модель с использованием теплоты атомизации, розовым пунктиром — модель усредненной энергии связи

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе были получены экспериментальные угловые зависимости морфологии поверхности, коэффициента распыления и содержания элементов в приповерхностном слое при распылении фосфида индия фокусированным пучком ионов Ga⁺.

Установлено, что во всем диапазоне углов падения ионов на поверхности InP формируются островки In, которые с ростом угла падения теряют четкую форму и уменьшаются в размерах. При наклонном падении приповерхностные слои также обогащаются атомами In, а отношение концентраций C_{In}/C_P уменьшается с ростом угла падения ионного пучка. При нормальном падении наблюдается незначительное обогащение поверхности P, однако данный факт не подтверждался другими экспериментами и может быть связан с экспериментальными погрешностями. Подобные за-

висимости морфологии островков и концентраций In и P теоретически могут быть объяснены растворением в In имплантированного Ga. Экспериментальное значение концентрации Ga в приповерхностном слое InP при нормальном падении вдвое выше, чем при наклонном, и убывает с ростом θ .

Коэффициенты распыления InP ионами Ga^+ увеличиваются от $Y = 3$, при нормальном падении, до $Y = 16.8$, при $\theta = 70^\circ$, однако угловая зависимость $Y(\theta)$ растет существенно быстрее, чем предсказывает теория Зигмунда. Рассчитанная по экспериментальным значениям Y и C , усредненная поверхностная энергия связи $U_{sb} = 3.58$ эВ. Использование этого значения

в качестве энергии связи при математическом моделировании позволяет достичь удовлетворительной степени согласованности между теоретической и экспериментальной зависимостями $Y(\theta)$. Однако из-за имеющихся расхождений ни одну из рассматриваемых моделей нельзя использовать для точного предсказания коэффициента распыления во всем угловом диапазоне.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках государственного задания ЯргУ № FENZ-2024-0005 на оборудовании Центра коллективного пользования «Диагностика микро- и наноструктур».

-
- [1] Bruchhaus L., Mazarov P., Bischoff L. et al. // Appl. Phys. Rev. **4**, N 1. 011302 (2017).
- [2] Joshi-Imre A., Bauerdick S. // J. Nanotechnology. **2014**. 170415. (2014).
- [3] Sigmund P. // Phys. Rev. **184**, N 2. 383 (1969).
- [4] Распыление твердых тел ионной бомбардировкой. Под ред. Р. Бериша. М.: Мир, 1984.
- [5] Kang M., Goldman R. // Appl. Phys. Rev. **6**, N 4. 041307 (2019).
- [6] Kang M., Wu J., Ye W., Jiang Y., Robb E., Chen C., Goldman R. et al. // Appl. Phys. Lett. **104**, N 5. 052103 (2014).
- [7] Grossklaus K., Millunchick J. // J. Appl. Phys. **109**, N 1. 014319 (2011).
- [8] Callegari V., Nellen P. // Phys. Status Solidi A. **204**, N 6. 1665 (2007).
- [9] Mootz T., Adriaens A., Adams F. // Int. J. Mass Spectr. and Ion Proc. **156**. 1 (1996).
- [10] Nordlund K. // Journal of Nuclear Materials. **520**. 273 (2019).
- [11] Wolfhard M. TRIDYN. Version 7. Dresden: Institute of Ion Beam Physics and Materials Research. Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf. 2017. 35 p.
- [12] Румянцев А., Подорожний О., Волков Р., Боргардт И. // Известия высших учебных заведений. Электроника. **27**, № 4. 463 (2022)
- [13] Malherbe J. // Crit. Rev. Solid State Mater. Sci. **19**, N 2. 55 (1994).
- [14] Marina L., Nashel'skii A., Sakharov B. In Chemical Bonds in Solids. Springer. Boston, 1972.
- [15] Haff P., Switkowski Z. // Appl. Phys. Lett. **29**. 549 (1976).

Angular dependences of indium phosphide sputtering by a gallium focused ion beam

K.N. Lobzov^a, M.A. Smirnova, L.A. Mazaletsky, D.E. Pukhov

¹Basic Department of nanotechnology in electronic, Faculty of Physics, P.G. Demidov Yaroslavl State University
Yaroslavl, 150003, Russia
E-mail: ^akostya.lobzov@mail.ru

The angular dependences of the surface morphology, composition of the surface layer, and sputtering yield of indium phosphide during sputtering by a focused beam of gallium ions with an energy of 30 keV are experimentally obtained. Analysis of the surface was carried out using scanning electron microscopy and secondary ion mass spectrometry. Sputtering yields were determined by measuring the volume of sputtered craters. The experimental results are compared with mathematical simulating data in the TRIDYN. The influence of the choice of surface binding energy matrix on the simulation results is discussed. PACS: 68.49.Sf

Keywords: ion sputtering, focused ion beam, near-surface layer, nanorelief, SIMS, SEM

Received 10 June 2024.

Сведения об авторах

1. Лобзов Константин Николаевич — инженер; тел.: (485) 278-86-61, e-mail: kostya.lobzov@mail.ru.
2. Смирнова Мария Александровна — науч. сотрудник; тел.: (485) 278-86-61, e-mail: masha_19957@mail.ru.
3. Мазалецкий Леонид Алексеевич — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник; тел.: (485) 278-86-61, e-mail: boolvinkl@yandex.ru
4. Пухов Денис Эдуардович — канд. биол. наук, ст. науч. сотрудник, доцент; тел.: (485) 278-86-61, e-mail: puhov2005@yandex.ru