

11; 12

© 1992 г.

## ОСНОВНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАСПЫЛЕНИЯ GaAs (001) ИОНАМИ Ag<sup>+</sup> С ЭНЕРГИЕЙ 1–9 кэВ

*Н. А. Берт, К. Ю. Погребницкий, И. П. Сошников, Ю. Н. Юрьев*

Проведены экспериментальные исследования особенностей распыления GaAs (001) ионами Ag<sup>+</sup> с энергией 1–9 кэВ. Показано, что коэффициент распыления возрастает с увеличением энергии от 1.5 до 5 атом/ион и его поведение не описывается теорией Зигмунда в указанном энергетическом диапазоне. Угловая зависимость скорости распыления имеет обычный для бесструктурных мишеней вид с максимумом в области  $\theta \approx 50^\circ$ , где скорость распыления в 1.5 раза выше, чем при нормальном падении ионов. Анализ приповерхностной области по спектрам каналирования ионов He<sup>+</sup>, картина каналирования электронов и с помощью оригинального неразрушающего метода профилирования состава по глубине, основанного на рентгенофотозлектронной эмиссии, показывает, что в условиях глубокого ионного распыления происходит нарушение стехиометрии и структуры приповерхностной области, имеющее сложный пространственно-временной характер и связанное, по-видимому, с имплантацией атомов отдачи, радиационно-стимулированной диффузией и сегрегацией.

### Введение

Исследованиям в области взаимодействия ионных пучков с твердым телом уделяется большое внимание, что обусловлено как необходимостью изучения фундаментальных аспектов, так и практическими задачами, например проблемой повышения стойкости материалов, работающих в условиях ионной бомбардировки, а также перспективами использования ионно-плазменных и ионно-лучевых методов в технологии микроэлектроники. В силу указанных причин большинство исследователей сосредоточило усилия либо на диапазоне энергий частиц  $E < 1.5$  кэВ, который отвечает требованиям очистки поверхности и формирования микрорельефа, либо в области энергий  $E > 100$  кэВ, что соответствует режиму ионной имплантации. Значительно меньшее число работ посвящено исследованиям, в которых применяются ионы с энергией  $E = 1–10$  кэВ, несмотря на то, что этот интервал широко используется в современных методах диагностики материалов: во вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) в качестве источника возбуждения сигнала, в оже-электронной спектроскопии (ОЭС) для контролируемого распыления поверхности образца в целях анализа профиля концентрации по глубине, в просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) для подготовки образцов в поперечном сечении. Наиболее широкой областью применения этих методов является диагностика полупроводников, среди которых значительное место занимают структуры на основе GaAs.

Однако имеющиеся в литературе экспериментальные данные по распылению GaAs немногочисленны и носят несистематический характер [1]. Так, количественные характеристики процесса распыления определены лишь в отдельных диапазонах условий [2–7]. Поэтому целью данной работы являлось экспери-

ментальной зависимости основных закономерностей распыления GaAs ионами  $Ag^+$  в диапазоне энергий 1–9 кэВ.

## Методика эксперимента

Эксперименты по распылению проводились на установке IEU-100 (Balzers), обеспечивающей ускоряющее напряжение до 10 кВ при плотности ионного тока в центре пучка до 500 мкА/см, которая, однако, быстро снижается при уменьшении энергии ионов и, например, при  $E = 4$  кэВ составляет около 65 мкА/см<sup>2</sup>. Плотность тока измерялась в центре пучка с помощью цилиндра Фарадея с размером апертуры 150 мкм. Диаметр пучка, измеренный на полувысоте профиля распределения ионного тока, равнялся 3 мм. Давление остаточных газов в рабочей камере при отсутствии подачи аргона составляло  $1 \cdot 10^{-6}$  Тор и возрастало до  $2.5 \cdot 10^{-5}$  Тор в условиях натекания аргона в ионный источник при его работе.

В качестве образцов для ионно-лучевого распыления использовались полированные пластины GaAs марки АГЧТ ( $n = 9 \cdot 10^{17} - 3.5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>) и АГЧО ( $n = 2 \cdot 10^{17} - 1 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>) с ориентацией поверхности (001). Предварительно было установлено, что получаемые результаты не зависят от типа и концентрации легирующей примеси в указанном выше диапазоне. Площадь образцов, использованных в экспериментах, составляла 20–40 мм<sup>2</sup>. Образцы размещались на держателе из нержавеющей стали и закреплялись в нерабочих местах электропроводящим клеем. Для определения скорости распыления S часть поверхности образца маскировалась, он размещался под ионным пучком таким образом, чтобы ось пучка пересекала границу маска—открытая поверхность образца. После бомбардировки ионами до флюэнса  $\Phi > 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup> маска удалялась и в центре образовавшегося кратера проводились измерения высоты ступеньки, полученной в результате маскирования, либо с поверхности образца в интерференционном микроскопе МИИ-4, либо с поперечного скола в электронном микроскопе EM-420 (Philips), работающем в сканирующем режиме с регистрацией вторичной электронной эмиссии или обратнорассеянных электронов.

Для анализа химического состава приповерхностной области использовался метод неразрушающего профилирования состава по глубине [8], основанный на рентгеновской фотоэлектронной эмиссии и позволяющий определять профиль отношения концентрации Ga к концентрации As ( $C_{Ga}/C_{As}$ ) в образце. Для ограничения области сбора фотоэлектронов использовалась бериллиевая маска толщиной 100 мкм с отверстием диаметром 1 мм, размещаемым в центре области ионно-лучевой обработки. Точность определения концентрационного профиля составляла  $5 \cdot 10^{-2} - 1 \cdot 10^{-1}$  по отношению  $C_{Ga}/C_{As}$  и 2–3 нм по координате z в диапазоне  $9 \leq z \leq 150$  нм.

## Результаты и обсуждение

Коэффициент распыления GaAs определен в [7] в диапазоне энергий ионов  $Ag^+$   $E = 15 - 35$  кэВ и в [6] для  $E = 8 - 16$  кэВ. Следует заметить, что эти данные имеют хорошее совпадение в области перекрытия исследованных диапазонов энергий и показывают, что коэффициент распыления медленно возрастает от 5 до 6.5 атомов/ион при увеличении энергии  $Ag^+$  ионов от 8 до 35 кэВ. В то же время для  $E < 8$  кэВ в диапазоне наиболее быстрого изменения коэффициента распыления опубликованные данные отсутствуют.

Нами определялся коэффициент распыления GaAs, который в условиях нормального падения ионов на поверхность мишени связан со скоростью распыления S соотношением

$$Y = 2.67 \cdot 10^3 \frac{\rho S}{A j}, \quad (1)$$

где  $\rho$  — плотность распыляемого материала в  $\text{г}/\text{см}^3$ ,  $A$  — атомная масса в а.е.м.,  $j$  — плотность ионного тока в пучке в  $\text{мкА}/\text{см}^2$ ,  $S$  — скорость распыления образца в  $\text{мкм}/\text{ч}$ .

Коэффициент распыления  $Y$  рассчитывался в соответствии с (1) по скорости распыления  $S$ , измеренной по высоте ступеньки, образовавшейся на границе маски и открытой поверхности образца в результате бомбардировки пучком ионов  $\text{Ag}^+$  при флюэнсе  $\Phi = 1-5 \cdot 10^{18}$  ион/ $\text{см}^2$ . Маска, в качестве которой использовалась также пластина GaAs, размещалась на мишени так, чтобы исключить попадание бомбардирующих ионов на боковую поверхность маски, граничащую с открытой поверхностью мишени. Пример профиля ступеньки, получаемой в таких условиях, после удаления маски показан на рис. 1. Следует подчеркнуть, что при распылении специальных мер по стабилизации температуры образца, его нагреву или охлаждению не предпринималось.

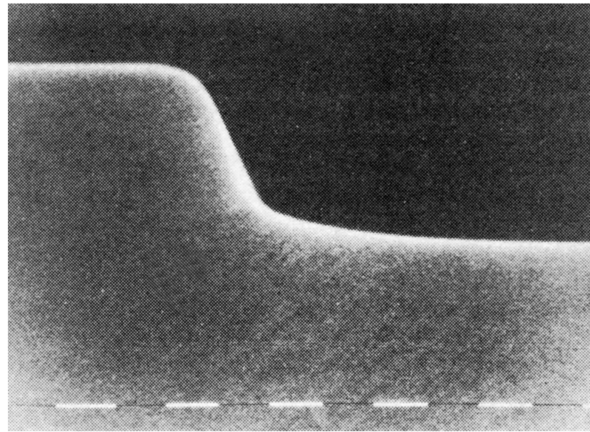


Рис. 1. Электронно-микроскопическое изображение поперечного скола образца GaAs после распыления через маску ионами  $\text{Ag}^+$  с энергией  $E = 5$  кэВ при плотности тока  $j = 110$   $\text{мкА}/\text{см}^2$  в течение  $t = 60$  мин. Масштаб 0.5  $\text{мкм}$ .

Аналогично результатам, приведенным в [9] для  $E = 30$  кэВ, поверхность образцов после ионной бомбардировки оставалась гладкой, не приобретая выраженного рельефа за исключением отдельных круглых лунок, в центре которых

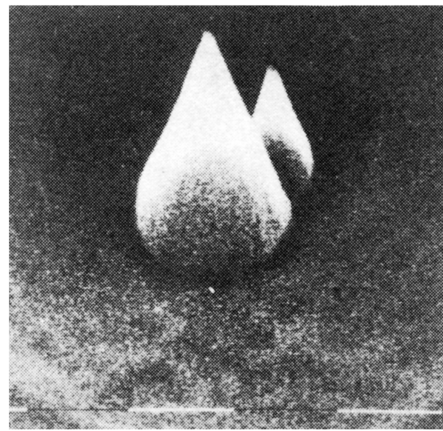
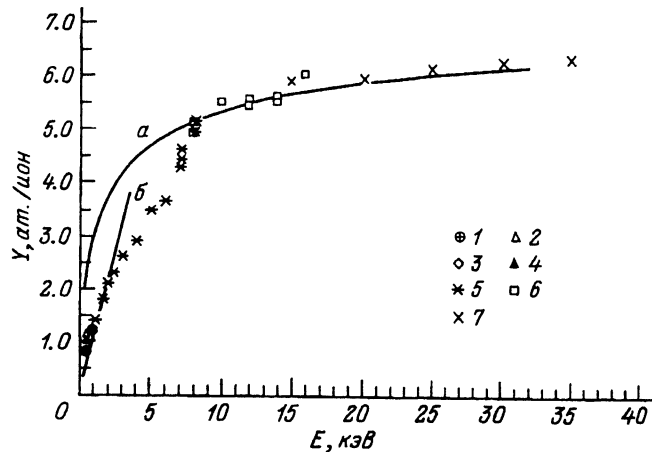


Рис. 2. Электронно-микроскопическое изображение поверхности GaAs, подвергнутого бомбардировке ионами  $\text{Ag}^+$  с энергией  $E = 5$  кэВ при флюэнсе  $\Phi = 1 \cdot 10^{19}$  ион/ $\text{см}^2$ . Масштаб 0.5  $\text{мкм}$ .

находился правильный конус (рис. 2). Появление такого рельефа на поверхности GaAs, подвергнутого обработке ионами, связано, по-видимому, с наличием локальных неоднородностей на поверхности. Механизм образования такого типа рельефа рассматривается в работе [10].

Рис. 3. Зависимость коэффициента распыления  $Y$  монокристалла GaAs (001) от энергии бомбардирующих ионов  $E$ .

1 – данные работы [2], 2 – данные работы [3], 3 – данные работы [5], 4 – экспериментальные результаты этой работы, 5 – данные работы [6], 6 – данные работы [7];  $a$  – расчет по модели Зигмунда–Линдхарда [12] с параметром  $U_0 = 2.9$  эВ;  $b$  – расчет в линейном приближении [12] с параметром  $U_0 = 3.8$  эВ.



Полученная зависимость коэффициента распыления GaAs от энергии ионов  $Ar^+$  представлена на рис. 3. В области  $E \leq 2$  кэВ обнаруживается удовлетворительное совпадение с данными, опубликованными рядом авторов [2–5, 11], которые использовали ионно-лучевое распыление через маску для формирования заданного рельефа поверхности, чем, по-видимому, и объясняется некоторый разброс результатов, так как в этих условиях существенное влияние оказывают переосаждение распыляемого материала и локальное изменение плотности тока вследствие отражения ионов от наклонных поверхностей. При  $E = 8$  кэВ имеется хорошее совпадение с данными работы [6] для температуры мишени  $20$ – $70^\circ\text{C}$ . В наших экспериментах температура образца под ионным пучком не контролировалась, поэтому для выяснения состояния мишени был проведен ряд дополнительных исследований. Как показано в [6], для GaAs имеется характерная температура  $T \cong 125$ – $130^\circ\text{C}$ , выше которой происходит быстрый отжиг дефектов, создаваемых ионной бомбардировкой, и приповерхностный слой не аморфизуется, что сопровождается резким уменьшением коэффициента распыления при совпадении направления падения ионов с одним из низкоиндексных направлений в кристалле. Изучение картин эжекции, полученных при энергиях  $E = 5$  и  $8$  кэВ с плотностью тока  $j = 150$  и  $480$  мкА/см<sup>2</sup> соответственно, показало, что они имеют диффузный характер, присущий бесструктурным мишеням [1]. Распыление GaAs с ориентациями (001) и (111) также не обнаружило различий в коэффициентах распыления в пределах погрешности эксперимента. Зависимость скорости распыления  $S$  от плотности тока  $j$ , представленная для  $E = 5$  и  $8$  кэВ на рис. 4, является линейной, свидетельствующей о том, что во всем исследованном диапазоне энергий и плотностей тока не происходит изменений в механизме распыления. Таким образом, в наших условиях эксперимента приповерхностный слой образца аморфизуется под ионной бомбардировкой и температура образца не превышает  $125^\circ\text{C}$ .

В работе [7] показано, что поведение коэффициента распыления арсенида галлия в диапазоне  $8 \leq E \leq 35$  кэВ хорошо описывается теорией Зигмунда [12] в рамках приближений Линдхарда [13] и Страйдома–Гриса [14] при значении поверхностной энергии связи  $U_0 = 2.9$  эВ, что близко к энергиям сублимации Ga и As [15]. Однако, как показывают проведенные нами расчеты, распространение такого подхода на диапазон энергий  $E < 8$  кэВ не позволяет добиться удовлетворительного совпадения с результатами экспериментов при любых значениях параметра  $U_0$ . Для низких ( $< 2$  кэВ) энергий хорошее согласие с экспериментальными данными достигается при использовании линейного приближения [12].

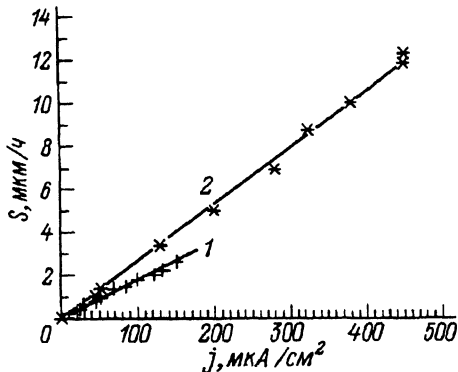


Рис. 4. Зависимость скорости распыления  $S$  монокристалла GaAs (001) ионами  $Ar^+$  от плотности тока ионного пучка  $j$  для энергий  $E = 5$  (1) и 8 кэВ (2).

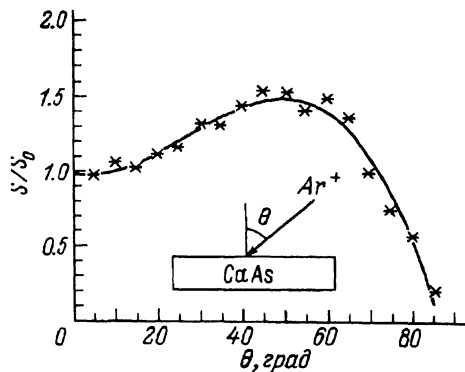


Рис. 5. Угловая зависимость относительной скорости распыления  $S/S_0$  монокристалла GaAs (001) ионами  $Ar^+$  с энергией  $E = 5$  кэВ при наклоне вокруг оси [110].

$$Y = \frac{3\alpha}{4\pi^2} \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} \frac{E}{U_0} \quad (2)$$

( $M_1$ ,  $M_2$  — масса иона и атома мишени соответственно,  $\alpha$  — безразмерный параметр) со значением  $U_0 = 3.8$  эВ, что совпадает с энергией атомизации кристалла GaAs [16]. В интервале  $2 < E < 8$  кэВ имеется, по-видимому, принципиальное несоответствие между теорией и экспериментальной зависимостью из-за недостаточно детального понимания механизма распыления.

Наряду с энергетической зависимостью изучалась зависимость скорости и коэффициента распыления от угла падения ионов, отсчитываемого от нормали к поверхности. Наклон образца осуществлялся вокруг оси, параллельной направлению [110] в кристалле. На рис. 5 представлена зависимость скорости распыления от угла падения ионов. Как можно видеть, она имеет обычный для бесструктурных мишеней вид с максимумом в районе  $\theta \approx 50^\circ$ . Некоторое отклонение экспериментальных точек от кривой в областях  $\theta = 0, 35, 55^\circ$  следует, по-видимому, отнести на счет слабого проявления кристаллических эффектов. В использованной геометрии при  $\theta = 0, 35, 55^\circ$  с направлением пучка совпадают наиболее «открытые» в кристалле GaAs направления [001], [112], [111] соответственно. Экспериментальная угловая зависимость хорошо описывается кривой, рассчитанной по теории Зигмунда [12], что отражено на рис. 6, где представлены экспериментальная и теоретическая зависимости относительного коэффициента распыления. Для расчета использовалось соотношение

$$Y(\theta)/Y(0) = 1/\cos^h \theta \quad (3)$$

при варьировании параметра  $h$ . Наилучшее совпадение с экспериментальными данными для диапазона  $\theta < 45^\circ$ , где отражение первичных частиц от поверхности несущественно, достигается при значении  $h = 1.8 \pm 0.2$ , что в пределах погрешности совпадает с величиной  $h = 5/3$ , предписываемой теорией для данных условий.

При ионной бомбардировке многокомпонентных мишеней в ряде случаев наблюдается преимущественное распыление, приводящее к обогащению поверхности медленно распыляющимся компонентом [1, 17]. В GaAs, подвергнутом обработке ионами  $Ar^+$ , с помощью ОЭС неоднократно отмечалось обогащение

поверхности галлием [18–22]; в то же время имеются данные и об обогащении поверхности мышьяком [23].

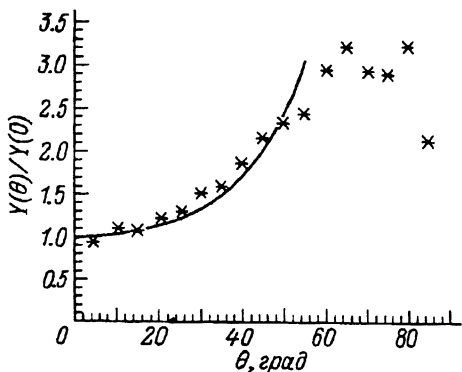


Рис. 6. Теоретическая (кривая) и экспериментальная (точки) угловая зависимость относительного коэффициента распыления  $Y(\theta)/Y(0)$  монокристалла GaAs (001) ионами  $Ag^+$  с энергией  $E = 5$  кэВ при наклоне вокруг оси [110].

Анализ профиля концентрации по глубине с помощью ОЭС наталкивается на ряд трудностей, связанных, например, с электронно-стимулированным окислением, которое приводит к изменению формы оже-линий и имеет следствием существенное искажение концентрационного профиля при его регистрации по амплитудам дифференцированных пиков  $dN/dE$  [24]. Анализируя отношение площадей под оже-пиками, авторы [24] показали, что при флюэнсах  $\approx 10^{17}$  ион/см<sup>2</sup> поверхностный слой обогащен галлием, причем максимум профиля при высоких плотностях ионного тока ( $\approx 10$  мкА/см<sup>2</sup>) смещен вглубь от поверхности, хотя его интерпретация как профиля распределения химических элементов недостаточно надежна из-за возможного влияния дефектов, образующихся в процессе распыления для анализа.

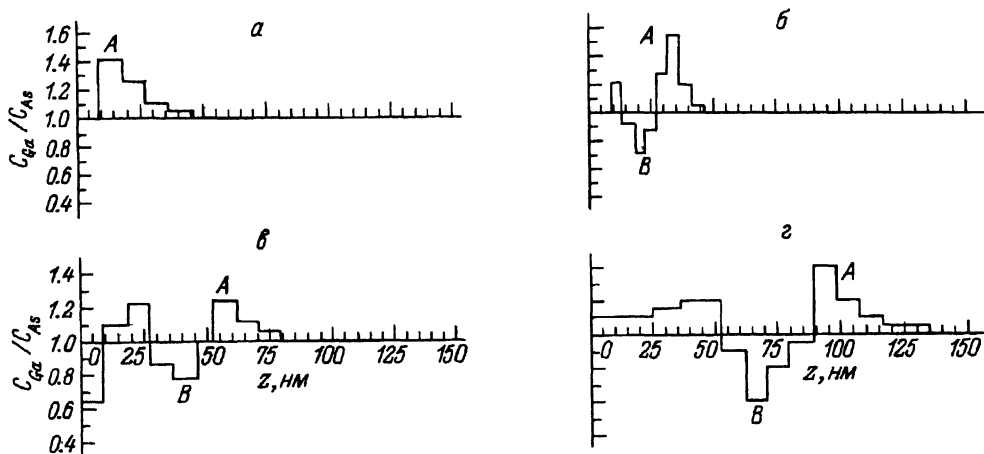
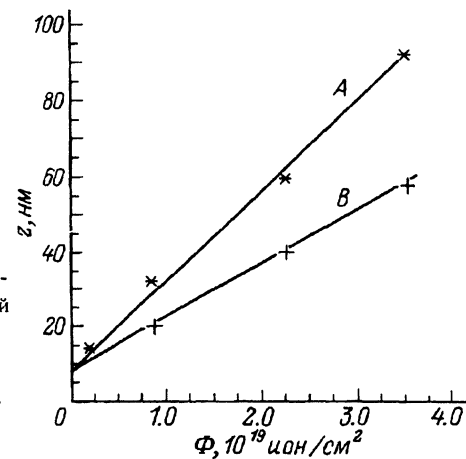


Рис. 7. Профили отношения концентраций  $C_{Ga}/C_{As}$  по глубине образцов арсенида галлия, облученных ионами  $Ag^+$  с энергией  $E = 5$  кэВ при плотности тока  $j = 120$  мкА/см<sup>2</sup>. Флюэнс: а –  $0.2 \cdot 10^{10}$ , б –  $0.85 \cdot 10^{10}$ , в –  $2.3 \cdot 10^{10}$ , г –  $3.6 \cdot 10^{10}$  ион/см<sup>2</sup>.

Ранее нами с помощью неразрушающего метода анализа профиля элементного состава по глубине [8] было показано [25], что отклонение элементного состава поверхностного слоя от стехиометрического имеет сложный характер и при больших ( $\approx 10^{19}$  ион/см<sup>2</sup>) флюэнсах содержит области с обогащением как по галлию, так и по мышьяку. При этом толщина измененного слоя существенно превышает глубину проникновения ионов и при  $\Phi = 3.5 \cdot 10^{19}$  ион/см<sup>2</sup> дости-

Рис. 8. Зависимость положения точек А и В с экстремальными значениями отношения концентраций  $C_{Ga}/C_{As}$  от флюэнса.



в образцах, облученных ионами с флюэнсом от  $2 \cdot 10^{18}$  до  $3.5 \cdot 10^{19}$  ион/см<sup>2</sup>. На рис. 8 представлены данные о глубине залегания характерных областей концентрационного профиля в зависимости от величины флюэнса. Следует отметить, что продвижение этих областей в глубь образца по мере увеличения флюэнса происходит приблизительно равномерно, а экстраполяция к  $\Phi = 0$  дает значение координаты  $z \approx 8$  нм, что примерно соответствует толщине аморфизованного слоя [4, 26].

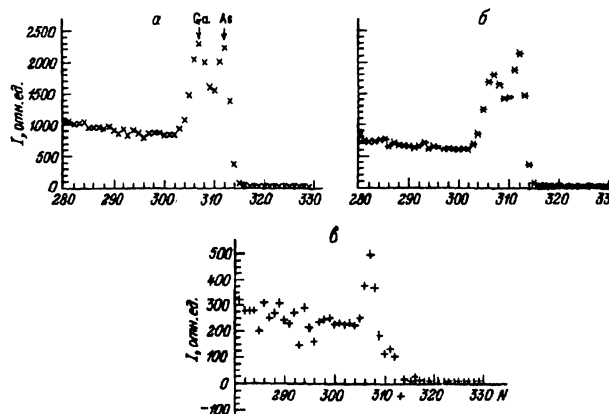


Рис. 9. Спектры РОР ионов  $He^+$  с энергией  $E = 1.7$  МэВ на образцах GaAs (001), облученных ионами  $Ag^+$  с энергией  $E = 5$  кэВ. Флюэнс: а –  $3.9 \cdot 10^{10}$ ; б –  $0.85 \cdot 10^{10}$ ; в – разностный энергетический спектр, полученный вычитанием из спектра а спектра б.

Образцы с флюэнсом  $\Phi = 8.5 \cdot 10^{18}$  и  $3.9 \cdot 10^{19}$  ион/см<sup>2</sup> исследовались методом каналирования ионов, соответствующие спектры представлены на рис. 9. Из анализа спектров следует, что глубина, на которой кристалл оказывается сильно нарушенным, не превышает 40 нм. Разностный спектр (рис. 9, в) показывает, что в процессе накопления флюэнса от  $8.5 \cdot 10^{18}$  до  $3.9 \cdot 10^{19}$  ион/см<sup>2</sup> происходит накопление избыточного галлия, что согласуется с результатами анализа концентрационного профиля.

Кроме того, изучение картин каналирования в обратно рассеянных электронах

на микроскопе EM420 при ускоренном напряжении 100 кВ обнаруживает постоянное падение контраста вплоть до  $\Phi = 2.4 \cdot 10^{19}$  ион/см<sup>2</sup>, что показано на рис. 10 и отражает возрастание толщины нарушенного слоя [26].

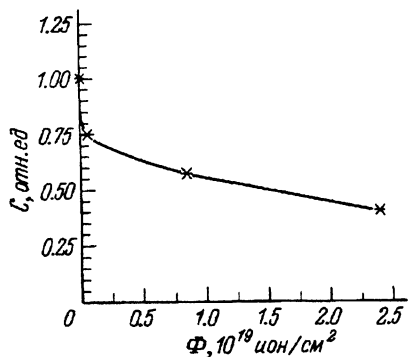


Рис. 10. Относительный контраст картин каналирования электронов на образцах GaAs в зависимости от флюэнса.

Результаты анализа профиля элементного состава, спектров каналирования ионов и картин каналирования электронов существенно изменяют представления о механизме разрушения кристалла ускоренными ионами, согласно которым образование нарушенного слоя завершается при флюэнсе  $\approx 10^{14}$  ион/см<sup>2</sup> [1]. По-видимому, дальнейшее увеличение флюэнса сопровождается медленным развитием поверхностной дефектной области, продолжающимся по крайней мере до флюэнсов  $\approx 10^{19}$  ион/см<sup>2</sup>.

### Заключение

Таким образом, экспериментальное изучение основных закономерностей распыления арсенида галлия ионами  $Ag^+$  с энергией  $E = 1-9$  кэВ показывает, что коэффициент распыления возрастает от  $Y = 1.5$  до 5 атом/ион с увеличением энергии, его поведение не описывается в рамках теории Зигмунда при использовании приближения Линдхарда. Зависимость скорости распыления от угла падения ионов имеет характерный для бесструктурных мишеней вид с максимумом в области  $\Theta = 50^\circ$ , где скорость распыления в 1.5 раза выше, чем в условиях нормального падения. Данные по элементному составу и дефектности поверхностной области позволяют предположить, что в условиях глубокого ионного травления вплоть до флюэнсов порядка  $10^{19}$  ион/см<sup>2</sup> происходит медленное увеличение толщины нарушенного слоя и изменение концентрационного профиля, связанное, по-видимому, с такими факторами, как имплантация атомов отдачи и радиационно-стимулированная диффузия и сегрегация.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность В. К. Еремину и Р. Гретчелю за исследование образцов методом каналирования ионов и С. Г. Конникову за поддержку работы.

### Список литературы

- [1] Распыление твердых тел ионной бомбардировкой / Под ред. Р. Бериша. М.: Мир, 1984, 1986. Т. 1, 2.
- [2] Somekh S. // J. Vac. Sci. Technol. 1976. Vol. 13. N 5. P. 1003-1007.
- [3] Somekh S., Casey H.C., Jr. // Appl. Opt. 1977. Vol. 16. N 1. P. 126-136.
- [4] Kawabe M., Konzaki N., Masuda K. et al. // Appl. Opt. 1978. Vol. 17. N 16. P. 2556-2561.
- [5] Chen W.-X., Walpita L.M., Sun C.C. et al. // J. Vac. Sci. Technol. B. 1986. Vol. 4. N 3. P. 701-705.
- [6] Farren J., Scaife W.J. // Talanta. 1968. Vol. 15. N 11. P. 1217-1226.



- [7] *Bhattacharya S.R., Ghose D., Basu D.* // Indian J. Pure and Appl. Phys. 1987. Vol. 25. N 9. P. 328-330.
- [8] *Konnikov S.G., Pogrebitski K.Yu.* // Surf. Sci. 1990. Vol. 228. N 1-3. P. 532-537.
- [9] *Battacharya S.R., Ghose D., Basu D. et al.* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1987. Vol. 5. N 2. P. 179-183.
- [10] *Carter G., Nobes M.J.* // Proc. Roy. Soc. London. A. 1986. Vol. 407. N 1833. P. 405-433.
- [11] *Cantagrel M.* // J. Vac. Sci. Technol. 1975. Vol. 12. N 6. P. 1340-1343.
- [12] *Signund P.* // Phys. Rev. 1969. Vol. 184. N 2. P. 383-416.
- [13] *Lindhard J., Nielsen V., Scharfi M.* // Klg. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-Fys. Medd. 1968. Vol. 36. N 10.
- [14] *Strydom H.J., Gries W.H.* // Rad. Eff. Lett. A. 1984. Vol. 86. N 4. P. 145-151.
- [15] *Куммель Ч.* Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978.
- [16] Термодинамические константы веществ / Под ред. В.П.Глушко. М.: Изд-во АН СССР, 1971.
- [17] *Liau Z.L., Mayer J.W., Brown W.L. et al.* // J. Appl. Phys. 1978. Vol. 49. N 10. P. 595-605.
- [18] *Singer I.L., Murdey J.S., Cooper L.R.* // J. Vac. Sci. Technol. 1976. Vol. 15. N 2. P. 725.
- [19] *Singer I.L., Murdey J.S., Cooper L.R.* // Surf. Sci. 1981. Vol. 108. N 1. P. 7-24.
- [20] *Van Oostrom A.* // J. Vac. Sci. Technol. 1976. Vol. 13. N 1. P. 224-227.
- [21] *Wang Y.X., Holloway P.H.* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1984. Vol. 2. N 2. P. 732-737.
- [22] *Childs K.D., Lagally M.G.* // Phys. Rev. B. 1984. Vol. 30. N 10. P. 5742-5752.
- [23] *McGuire G.E.* // Surf. Sci. 1976. Vol. 76. N 1. P. 130-147.
- [24] *Клячко Д.В., Веремеенко М.Д.* // Поверхность. 1989. № 6. С. 119-128.
- [25] *Берт Н.А., Конников С.Г., Корольков А.В., Погребницкий К.Ю.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 8. С. 673-676.
- [26] *Ishiguro T., Suzuki T., Suzuki N. et al.* // J. Electron Microsc. 1987. Vol. 36. N 4. P. 163-167.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе

Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию

18 февраля 1991 г.

В окончательной редакции

16 декабря 1991 г.