

УДК 538.931:538.971

ОСОБЕННОСТИ ОКИСЛЕНИЯ GaAs, ОБЛУЧЕННОГО ИОНАМИ Ag⁺

© 2022 г. А. П. Солоницына^{а, *}, Е. А. Макаревская^а, Д. А. Новиков^а, В. М. Микушкин^а

^аФизико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, 194021 Россия

*e-mail: Anna.Solonitsina@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 28.01.2022 г.

После доработки 02.03.2022 г.

Принята к публикации 08.03.2022 г.

Особенности окисления поверхности GaAs, облученной низкоэнергетическими ионами Ag⁺, рассмотрены на основе анализа элементного и химического составов естественного оксида, расчетов распределения концентрации радиационных дефектов по глубине облученного материала, оценок коэффициентов радиационно-стимулированной диффузии и диффузионных длин. Установлено, что слой естественного оксида существенно (в полтора раза) обогащается галлием в результате радиационно-стимулированной диффузии элементарного мышьяка по вакансиям даже при комнатной температуре. Элементарный мышьяк, образующийся на границе раздела материала с оксидным слоем, диффундирует в более глубокий радиационно-поврежденный слой, заполняя вакансии. При дозах облучения $Q > 3 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$, достаточных для удаления оксидного слоя ионами Ag⁺ с энергией 3 кэВ, элементарный мышьяк уходит из оксидного слоя за 1 ч, а диффузионная длина достигает толщины радиационно-поврежденного слоя в течение суток. Общее количество вакансий в радиационно-поврежденном слое оказывается достаточным для поглощения всего элементарного мышьяка, образующегося при окислении. Рассматриваемая радиационно-усиленная диффузия может быть использована для удаления из оксидного слоя элементарного мышьяка, образующего центры безызлучательной рекомбинации, подавляющие люминесценцию нижележащего объемного слоя.

Ключевые слова: GaAs, мышьяк, естественный оксид, ионное облучение, точечные дефекты, радиационно-усиленная диффузия, элементный состав, фотоэлектронная спектроскопия, синхротронное излучение.

DOI: 10.31857/S1028096022100120

ВВЕДЕНИЕ

Исследования свойств поверхности арсенида галлия и способов ее обработки многие годы были и остаются актуальными, поскольку этот полупроводник является одним из наиболее важных материалов современной высокочастотной электроники и оптоэлектроники. Высокая химическая активность поверхности GaAs приводит к исключительно быстрому формированию слоя собственного оксида даже в нормальных условиях. Слой естественного оксида, неизбежно образующийся при применении всех невакуумных технологий, определяет свойства поверхности полупроводника и оказывает сильное влияние на оптические свойства его объемных слоев. В целом, процессы образования разнообразных видов собственного оксида GaAs (термического, анодного, естественного) широко исследованы [1–8]. Одним из важных результатов является предсказание [1] и обнаружение [1–4] слоя элементарного мышьяка на границе термического оксида с субстратом. Являясь центрами безызлучательной рекомбинации электронно-дырочных пар, между-

узельные атомы мышьяка и мышьяковые сегрегаты могут радикально подавлять люминесценцию нижележащего объемного слоя. При переходе к технологическим операциям на атомно-чистой поверхности в вакууме слой естественного оксида удаляют, но он быстро восстанавливается в атмосфере. Одним из распространенных способов удаления оксида в вакууме является травление поверхности пучком ионов аргона низких энергий (0.5–10.0 кэВ). Для поверхности, облученной ионами, характерна высокая концентрация дефектов, включая вакансии, которые, как известно, ускоряют диффузию (радиационно-усиленная диффузия) [9]. Поэтому вновь возникающий слой естественного оксида или специально создаваемого термического или анодного оксидов может приобрести новые свойства. В настоящей работе показано, что окисление поверхности GaAs, облученной ионами аргона, сопровождается диффузией мышьяка в облученную объемную область даже при комнатной температуре. Этот процесс приводит к удалению элементарного мышьяка из зоны границы раздела сред и к значи-

Таблица 1. Содержание галлия [Ga] и мышьяка [As] за вычетом кислорода и отношение [Ga]/[As] для оксидного слоя GaAs-ox и поверхности GaAs, очищенной ионами Ag⁺ с энергией E_i = 3 кэВ

Образец	λ, нм	Поверхность	[Ga], ат. %	[As], ат. %	[Ga]/[As]
Пластина n-GaAs	~2.5	GaAs-ox	60	40	1.5
		GaAs	53	47	1.1

тельному обогащению оксидного слоя оксидом галлия.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Анализ окислительного процесса выполнен на основе экспериментальных данных о химическом составе естественного оксида, образующегося в атмосфере при комнатной температуре на атомно-чистой поверхности коммерческого n-GaAs(100). Образец представлял собой пластину, которая предварительно была подвергнута травлению ионами Ag⁺ с энергией E_i = 3 кэВ и плотностью дозы облучения (флуенсом) Q ~ 3 × 10¹⁵ см⁻² в сверхвысоком вакууме электронного спектрометра [10]. Элементный и химический составы оксидного слоя определяли методом фотоэлектронной спектроскопии с использованием синхротронного излучения накопительного кольца BESSY-II (Берлин).

Фотоэлектронные спектры Ga3d и As3d, измеренные при энергии квантов hv = 150 эВ, показали наличие только линий оксидов Ga₂O₃ и As₂O₃ с энергиями связи 3d-электронов E_B = 20.5 и 44.7 эВ, значительно отличающимися от энергий в неокисленной подложке из GaAs E_B = 19.3 и 41.1 эВ, соответственно. Глубина зондирования, определяемая здесь, как длина свободного пробега фотоэлектронов (λ ~ 1 нм), была меньше толщины оксидного слоя (2–3 нм) [6, 8, 11]. Для определения состава, усредненного по всему оксидному слою, спектры были измерены при энергии квантов hv = 650 эВ с глубиной зондирования (λ ~ 2.5 нм), сопоставимой с толщиной слоя. Положение линий спектра не изменилось, а их интенсивности, нормированные на соответствующие сечения фотоионизации, позволили выявить обогащение слоя галлием [Ga₂O₃]/[As₂O₃] = [Ga]/[As] = 1.5. Более подробно аналогичные эксперименты описаны в [10]. В табл. 1. приведены усредненные по слою значения содержания галлия [Ga] и мышьяка [As] без учета кислорода, а также отношения [Ga]/[As] для оксидного слоя и атомно-чистой поверхности GaAs после ионного травления. Для атомно-чистой поверхности наблюдали некоторое обогащение галлием ([Ga]/[As] = 1.1), связанное с известным эффектом преимущественного распыления мышьяка [12, 13]. В результате окисления поверхностного слоя обогащение галлием значительно возрастает до величины [Ga]/[As] = 1.5, что указывает на диффузию мышьяка за пределы оксидного слоя.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В процессе окисления элементарный мышьяк может образовываться в результате экзотермической реакции (1) оксида мышьяка уже окисленного слоя с нижележащим слоем GaAs [1]. Авторы работ [1–4] считают, что неокисленный мышьяк накапливается в виде моноатомного слоя на границе раздела оксида GaAs-ox и арсенида галлия GaAs. Рассматриваемая модель окисления GaAs [1] не предполагает обогащение оксидного слоя каким-либо элементом.



Вывод о диффузии элементарного мышьяка за пределы оксидного слоя, сделанный на основе обнаруженного обогащения оксидного слоя галлием (табл. 1), на первый взгляд представляется ошибочным, поскольку диффузия атомов в кристалле при комнатной температуре, как известно, практически отсутствует. Действительно, данные на рис. 1, подтверждающие это представление. На рис. 1 приведены экспериментальные значения коэффициента диффузии мышьяка D в GaAs из работ [14, 15] и температурные зависимости этих коэффициентов, экстраполированные в область комнатной температуры (пунктирная и штрих-пунктирная линии). Экспериментальные данные получены методом изотопных индикаторов. Коэффициент диффузии мышьяка при комнатной температуре настолько мал (D ~ 10⁻⁵² см²/с), что даже за год диффузионная длина практически не отличается от нуля (L ~ 10⁻¹⁷ нм). Аналогичный результат дает и расчетная зависимость коэффициента диффузии мышьяка (сплошная линия).

Экстраполяция экспериментальной зависимости D(1/T) проведена по формуле Аррениуса D = D₀exp(-E_a/kT), традиционно используемой в экспериментальных работах для представления значений D₀ и E_a. В настоящей работе использовали экспериментальные значения коэффициента D₀ и энергии активации диффузии E_a = 3.2 [14] и 3.0 эВ [15]. Расчетную зависимость D(1/T) строили с использованием усредненного экспериментального значения E_a и коэффициента D₀, вычисленного из первых принципов (см. ниже). Основанием для линейной экстраполяции D(1/T) в область низких температур является отсутствие в нашем случае дополнительных механизмов усиления диффузии при низких температурах, таких как диффузия по дислокациям, по границам зерен и междоузлиям. Согласно [16, 17], в каче-

ственно изготовленных кристаллах GaAs зерна и дислокации присутствуют в концентрациях, недостаточных для того, чтобы оказывать существенное влияние на интенсивность диффузии, а междоузельная диффузия в GaAs при низких температурах ничтожна из-за его плотноупакованной структуры [18].

Коэффициент диффузии рассчитывали по известной формуле (2) для вакансионного механизма диффузии с участием радиационных вакансий [19]:

$$D = D_0 \exp(-E_m/kT)(C_{eq} + C_{rad}), \quad (2)$$

где $C_{eq} \sim A \exp(-E_f/kT)$ – равновесная концентрация спонтанно возникающих вакансий; A и D_0 – независимые от температуры константы; E_m – энергия активации миграции (энергетический барьер миграции) диффундирующего атома; E_f – энергия образования вакансии; C_{rad} – концентрация радиационных вакансий, возникающих, например, под действием ионной бомбардировки.

В расчетах энергия образования вакансии ($E_f = 2.2$ эВ) была взята как средняя величина двух близких значений: $E_f = 2.3$ эВ для As, рассчитанной по так называемой микроскопической кавитационной модели [20], и $E_f = 2.1$ эВ для Ga, вычисленной в работе [21]. Значение E_f для Ga вместо As было использовано на том основании, что в GaAs для перехода разных атомов в междоузельное состояние разрываются одни и те же ковалентные связи. И действительно, значения E_f для As и Ga в работе [20] совпадают.

Величина энергии активации миграции ($E_m = 0.9$ эВ) была получена из экспериментальных данных об энергии активации диффузии: $E_a = E_m + E_f = 3.2$ эВ [14] или 3.0 эВ [15]. Величину $D_0 = 1.0 \times 10^{-3}$ см²/с вычисляли согласно [17, 19] с учетом характерных для гранецентрированной решетки корреляционного множителя и поправки на длину перескока относительно постоянной решетки. Близость расчетной температурной зависимости коэффициента диффузии к экспериментальным данным (рис. 1) свидетельствует об обоснованности выбранных параметров уравнения (2). Поэтому эти параметры были использованы при анализе диффузии мышьяка по вакансиям, образованным под действием ионного пучка. Как известно [9], в области температур $T \sim 600$ – 1200 К для такой радиационно-усиленной диффузии характерны коэффициенты, на несколько порядков превышающие значения в кристалле с малым количеством дефектов за счет дополнительного вклада радиационных вакансий. В настоящей работе расчеты выполнены из предположения, что радиационно-стимулированная диффузия окажется эффективной и в области комнатных температур.

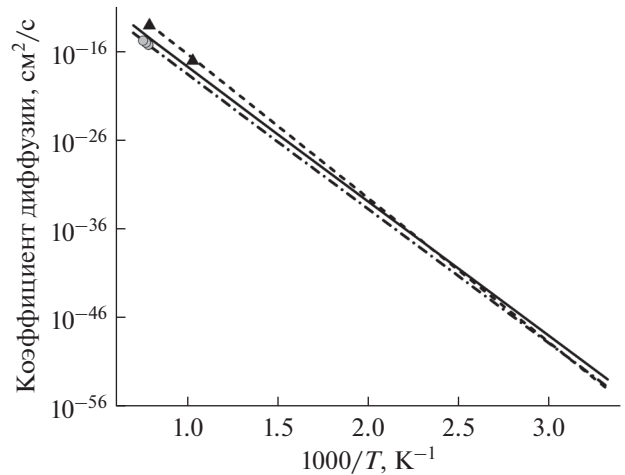


Рис. 1. Температурная зависимость коэффициента диффузии мышьяка в кристаллическом GaAs: экспериментальные данные, полученные в диапазоне температур $T = 1000$ – 1350 К [14, 15] и экстраполированные в область комнатной температуры (пунктирная и штрихпунктирная линии). Энергии активации диффузии соответственно равны $E_a = 3.2$ эВ [14] (треугольники) и $E_a = 3.0$ эВ [15] (кружки). Расчетные данные (сплошная линия) приведены для усредненной энергии активации $E_a = 3.1$ эВ.

Расчет концентрации вакансий, образующихся под действием пучка ионов аргона, проводили с помощью программы TRIM [22]. На рис. 2а показано распределение по глубине (профиль) концентрации ионов аргона, имплантированных в GaAs с энергией $E_i = 3$ кэВ и флуенсе $Q = 3 \times 10^{14}$ см⁻², в сравнении с профилем образованных этими ионами вакансий или пар точечных дефектов “вакансия–междоузельный атом”. Для удобства сравнения интенсивность профиля имплантированных ионов увеличена в 80 раз. Максимум распределения находится на глубине $R_p = 4.1$ нм. Следует учитывать, что толщина имплантированного слоя достигает 10 нм, что примерно в пять раз превышает толщину слоя естественного оксида, образующегося на поверхности после ионного облучения и извлечения образца из спектрометра. Профиль распределения вакансий заметно сдвинут к поверхности из-за уменьшения энергии первичных и вторичных ионов на большой глубине. На рис. 2б показан набор профилей распределения вакансий при различных дозах облучения, количество образованных вакансий линейно зависит от дозы. На основе этих данных для разных доз облучения были определены усредненные по дефектному слою концентрации вакансий, которые использовали для расчета коэффициентов радиационно-стимулированной диффузии.

Из рис. 2 видно, что при дозе $Q = 3 \times 10^{14}$ см⁻² максимальная расчетная плотность дефектов (3×10^{22} см⁻³) близка к плотности материала ($4.42 \times$

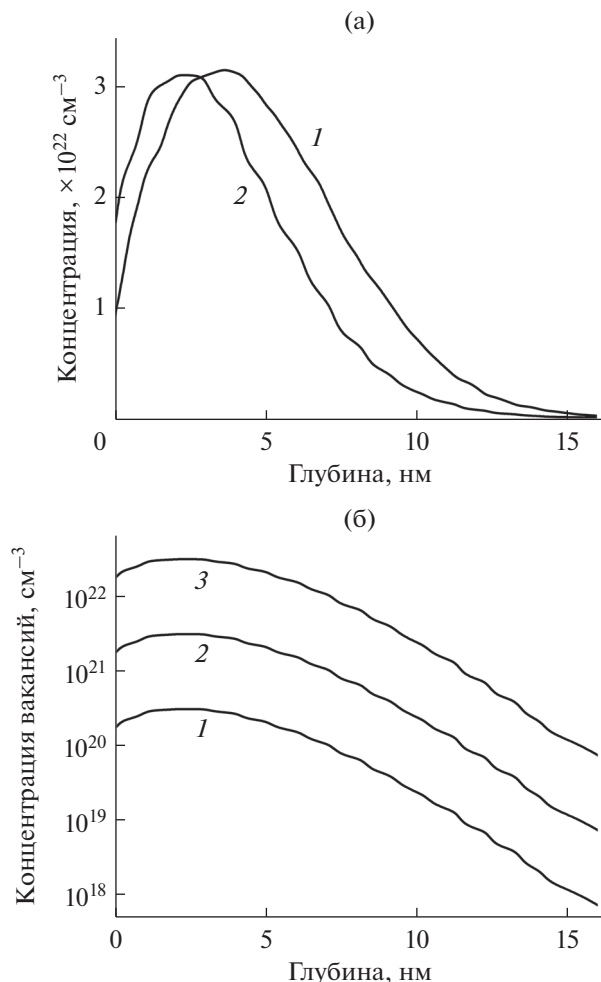


Рис. 2. а) Расчетное распределение концентрации ионов аргона (увеличена в 80 раз), имплантированных в GaAs с энергией $E_i = 3$ кэВ и флуенсом $Q = 3 \times 10^{14}$ см $^{-2}$ (1), в сравнении с профилем образованных этими ионами вакансий (2). б) Расчетные распределения концентрации вакансий, образованных ионами аргона с энергией $E_i = 3$ кэВ при флуенсе $Q = 3 \times 10^{12}$ (1), 3×10^{13} (2) и 3×10^{14} см $^{-2}$ (3).

$\times 10^{22}$ см $^{-3}$), и при дальнейшем увеличении дозы превысит плотность материала, что невозможно. Очевидно, что при более высоких дозах дефекты просто дополнительно перемешиваются. Поэтому концентрация дефектов, рассчитанная при “критической дозе” $Q = 3 \times 10^{14}$ см $^{-2}$, была принята за максимально возможную для всех более высоких доз, включая и использованную в эксперименте ($Q = 3 \times 10^{15}$ см $^{-2}$).

На рис. 3а в логарифмическом масштабе показана зависимость коэффициента радиационно-стимулированной диффузии от плотности дозы облучения GaAs ионами аргона с энергией $E_i = 3$ кэВ. При увеличении дозы вклад радиационно-стимулированных переходов увеличивается, согласно формуле (2), и зависимость общего ко-

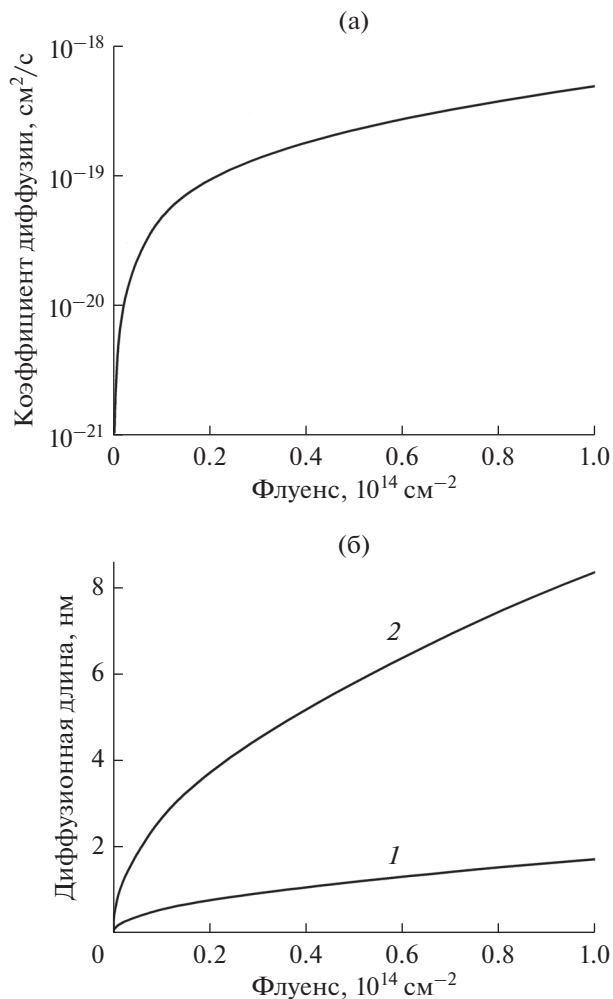


Рис. 3. Дозовые зависимости коэффициента радиационно-стимулированной диффузии (а) и диффузионной длины атомов мышьяка за один 1 ч (1) и за сутки (2) (б).

эффициента диффузии от дозы становится линейной. Видно, что даже при незначительной дозе облучения $Q = 3 \times 10^{12}$ см $^{-2}$ (начало шкалы “Флуенс”) коэффициент диффузии возрастает на 30 порядков по сравнению с диффузией по равновесным вакансиям (диффузия в бездефектном кристалле) и достигает весьма заметной величины ($D \sim 10^{-20}$ см 2 /с).

На рис. 3б представлена зависимость диффузионной длины от дозы облучения GaAs ионами аргона. Диффузионная длина рассчитана по формуле $L^2 = 16 \ln 2 D t$ [23]. Длину L определяли, как полуширину гауссианы, получающейся в результате дифференцирования расчетного диффузионного профиля. Полученная величина L примерно соответствует длине, на которой концентрация диффундирующего элемента уменьшается от 0.9 до 0.1 своего максимального значения. Из рис. 3б видно, что диффузионная длина быстро нарастает с увеличением дозы облучения (кор-

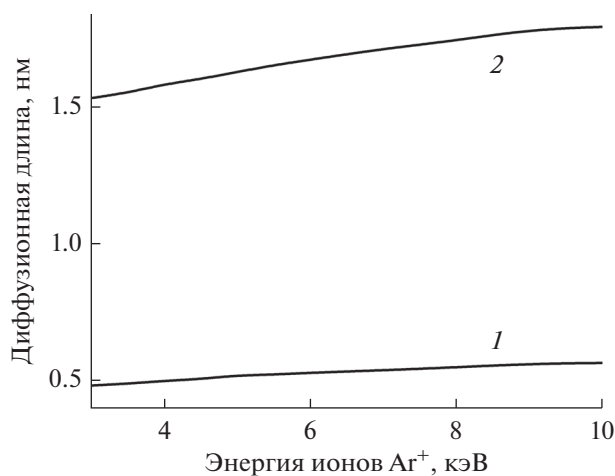


Рис. 4. Зависимость диффузионной длины атомов мышьяка в GaAs, облученном ионами аргона, от энергии ионов. Продолжительность диффузии 1 ч. Плотность дозы облучения $Q \sim 3 \times 10^{13}$ (1) и $\sim 3 \times 10^{14}$ см⁻² (2).

невая зависимость). При флуенсе $Q = 10^{14}$ см⁻² через 1 ч после начала окисления поверхности диффузионная длина достигает ~2 нм, т.е. величины, равной толщине оксидного слоя. Это означает, что восстанавливаемый в реакции (1) элементарный мышьяк может уйти из зоны роста оксидного слоя, даже если он возник вблизи поверхности в начале окислительного процесса, а не в его медленной заключительной части при формировании конечной границы раздела с подложкой. Процесс окисления может быть представлен, как движение фронта окисления и диффузионного фронта вглубь материала. На каком-то этапе диффузионный фронт опережает окислительный. За сутки диффузионная длина достигает толщины радиационно-поврежденного слоя (9 нм). Диффундирующий элементарный мышьяк распространяется по всему радиационно-поврежденному слою и заполняет вакансии, частично “залечивая” дефекты.

В технологиях очистки поверхности и определения профиля состава материала с использованием ионного травления широко применяют пучки ионов аргона с энергией в диапазоне 3–10 кэВ. Поэтому необходимо рассмотреть вопрос об энергетической зависимости диффузионной длины радиационно-усиленной диффузии. На рис. 4 приведены такие зависимости для атомов мышьяка в GaAs, рассчитанные для двух доз облучения ($Q \sim 3 \times 10^{13}$ и $\sim 3 \times 10^{14}$ см⁻²) в случае развития диффузии в течение 1 ч. Видно, что энергетическая зависимость в рассматриваемой области энергий ионов аргона очень слабая (увеличение в 1.2 раза). Это обусловлено быстрым увеличением проекционной длины ($R_p = 4.1 \rightarrow 10.2$ нм) при увеличении энергии ударяющего иона. Это приводит к практически неизменной плотности де-

фектов в облученном слое, которая определяет коэффициент диффузии в рассматриваемой области плотностей радиационных доз. Вместе с тем, увеличение энергии облучающих ионов значительно увеличивает толщину радиационно-поврежденного слоя и его емкость, как слоя-поглотителя диффундирующих атомов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ элементного и химического составов естественного оксида, расчеты распределений концентрации радиационных дефектов по глубине облученного материала и оценка коэффициентов радиационно-стимулированной диффузии и диффузионных длин показали, что в приповерхностном слое GaAs, подвергнутом воздействию ускоренных ионов, возможна диффузия атомов вглубь материала даже при комнатной температуре. Диффузия развивается по вакансионному механизму, в котором перескоки диффундирующих атомов осуществляются по вакансиям, образованным бомбардирующими ионами. Окисление облученного GaAs происходит так же, как и кристаллического: с выделением атомов мышьяка, которые освобождаются от химических связей в результате восстановительной реакции оксида мышьяка на границе с GaAs. Диффузия элементарного мышьяка из оксидного слоя и его поглощение нижележащим радиационно-поврежденным слоем происходит преимущественно на медленной завершающей стадии окислительного процесса. Радиационно-стимулированная диффузия элементарного мышьяка при комнатной температуре позволяет объяснить экспериментально наблюдаемое обогащение естественного оксида галлием ($[Ga]/[As] = 1.5$). При дозах облучения $Q > 3 \times 10^{14}$ см⁻², достаточных для удаления оксидного слоя ионами аргона с энергией 3 кэВ, элементарный мышьяк уходит из оксидного слоя за 1 ч, а диффузионная длина достигает толщины радиационно-поврежденного слоя в течение суток. Общее количество вакансий в радиационно-поврежденном слое оказывается достаточным для поглощения всего элементарного мышьяка, который может образоваться в окислительном процессе. Изменение энергии облучающих ионов слабо влияет на рассматриваемый диффузионный процесс в диапазоне энергий, обычно используемом в технологиях ионного травления, хотя и значительно увеличивает толщину радиационно-поврежденного слоя. Исследуемый процесс радиационно-усиленной диффузии может быть использован для удаления из оксидного слоя элементарного мышьяка, образующего центры безызлучательной рекомбинации, подавляющие люминесценцию нижележащих объемных слоев.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование поддержано Российским научным фондом (проект 17-19-01200-П).

Конфликт интересов: авторы заявляют, что конфликт интересов отсутствует.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Thurmond C.D., Schwartz G.P., Kammlott G.W., Schwartz B.* // Sol. St. Sci. Technol. 1980. V. 127. P. 1366.
<https://www.doi.org/10.1149/1.2129900>
2. *Torkhov N.A.* // Semiconductors. 2003. V. 37. P. 1177.
<https://www.doi.org/10.1134/1.1619513>
3. *Bezryadin N.N., Kotov G.I., Arsentev I.N. et al.* // Semiconductors. 2012. V. 46. P. 736.
<https://www.doi.org/10.1134/S1063782612060073>
4. *Ishikawa T., Ikoma H.* // Jpn. J. Appl. Phys. 1992. V. 31. P. 3981.
<https://www.doi.org/10.1143/JJAP.31.3981>
5. *Contour J.P., Massies J., Saletes A.* // Jpn. J. Appl. Phys. 1985. V. 24. № L563.
<https://www.doi.org/10.1143/JJAP.24.L563>
6. *Surdu-Bob C.C., Saied S.O., Sullivan J.L.* // Appl. Surf. Sci. 2001. V. 183. P. 126.
[https://www.doi.org/10.1016/S0169-4332\(01\)00583-9](https://www.doi.org/10.1016/S0169-4332(01)00583-9)
7. *Bideux L., Baca D., Gruzza B., Matolin V., Robert-Goumet C.* // Surf. Sci. 2004. V. 566–568. P. 1158.
<https://www.doi.org/10.1016/j.susc.2004.06.076>
8. *Feng L., Zhang L., Liu H. et al.* // Proc. SPIE. 2013. V. 8912. № 89120N.
<https://www.doi.org/10.1117/12.2033679>
9. *Sambeek Van A.I., Averbach R.S.* // J. Appl. Phys. 1998. V. 83. № 12. P. 7576.
<https://www.doi.org/10.1063/1.367873>
10. *Mikoushkin V.M., Bryzgalov V.V., Nikonov S.Yu. et al.* // Semiconductors. 2018. V. 52. P. 593.
<https://www.doi.org/10.1134/S1063782618050214>
11. *Mikoushkin V.M., Bryzgalov V.V., Makarevskaya E.A. et al.* // Semiconductors. 2018. V. 52. P. 2057.
<https://www.doi.org/10.1134/S1063782618160194>
12. *Gnaser H., Heinz B., Bock W., Oechsner H.* // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. P. 14086.
<https://www.doi.org/10.1103/PhysRevB.52.14086>
13. *Mizuhara Y., Bungo T., Nagatomi T., Takai Y.* // Surf. Interface Anal. 2005. V. 37. P. 343.
<https://www.doi.org/10.1002/sia.1957>
14. *Kendall D.L.* // Semiconductors and Semimetals / Ed. Willardson R.K., Beer A.C. N.Y.: Academic, 1968. P. 565.
15. *Palfrey H.D., Brown M., Willoughby A.F.W.* // J. Electron. Mater. 1983. V. 12. № 5. P. 863.
<https://www.doi.org/10.1007/BF02655299>
16. *Tan T.Y., You H.M., Yu S., Gösele U.M., Jäger W., Boeringer D.W., Zypman F., Tsu R., Lee S.-T.* // J. Appl. Phys. 1992. V. 72. № 11.
<https://www.doi.org/10.1063/1.352002>
17. *Калин Б.А.* Физическое материаловедение. Учебник для вузов. М.: МИФИ. 2007. 636 с.
18. *Shaw D.* Atomic diffusion in semiconductors. London and N.Y. Plenum Press. 1973. P. 607.
<https://www.doi.org/10.1007/978-1-4615-8636-4>
19. *Mehrer H.* // Diffusion in solids. Springer Science & Business Media, 2007. P. 654.
<https://www.doi.org/10.1007/978-3-540-71488-0>
20. *Wager J.F.* // J. Appl. Phys. 1991. V. 69. P. 3022.
<https://www.doi.org/10.1063/1.348589>
21. *Bockstedte M., Scheffler M.* // J. Phys. Chem. 1997. V. 200. P. 195.
https://www.doi.org/10.1524/zpch.1997.200.Part_1_2.195
22. *Ziegler J.F., Biersack J.P., Littmark U.* // The Stopping and Range of Ions in Solids. N.Y.: Pergamon Press, 1985. P. 93.
23. *Mikoushkin V.M., Solonitsyna A.P., Lavchiev V.M.* // Nano-interface formation in the processes of plasma assisted MBE growth. Proc. of 21st Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology. Saint-Petersburg, 2013. P. 206.

Oxidation Specific of the GaAs Irradiated by Ar⁺ Ions

A. P. Solonitsyna^{1,*}, E. A. Makarevskaya¹, D. A. Novikov¹, V. M. Mikoushkin¹

¹Ioffe Institute, Saint Petersburg, 194021 Russia

*e-mail: Anna.Solonitsina@mail.ioffe.ru

Oxidation specific of the GaAs surface irradiated by low-energy Ar⁺ ions was considered on the basis of elemental and chemical composition analysis, calculations of concentration profiles for radiation defects, estimations of radiation-enhanced diffusivities and diffusion lengths. The natural oxide layer was revealed to be essentially enriched in Ga (by a factor of 1.5) due to radiation-enhanced diffusion of elemental arsenic through vacancy defects even at room temperature. The Elemental arsenic emerged on the interface with oxide layer leaves the oxide layer for the deeper radiation-damaged layer and fills vacancies there. At irradiation doses $Q > 3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, sufficient to remove the oxide layer by Ar⁺ ions with an energy of 3 keV, elemental arsenic leaves the oxide layer in one hour, and the diffusion length reaches the thickness of the radiation-damaged layer within a day. The total number of vacancies in the radiation-damaged layer is sufficient to absorb all the elemental arsenic emerged during oxidation. The considered radiation-enhanced diffusion may be used to remove from the oxide layer the elemental arsenic which is known to form the centers of nonradiative recombination quenching the luminescence of the underlying bulk layer.

Keywords: GaAs, arsenic, native oxide, ion irradiation, point defects, radiation-enhanced diffusion, elemental composition, photoelectron spectroscopy, synchrotron radiation.