

КИНЕТИКА ФОРМИРОВАНИЯ ДИНАМИЧЕСКИ УСТОЙЧИВЫХ НАНОСТРУКТУР ПРИ ИМПЛАНТАЦИИ КВАРЦЕВОГО СТЕКЛА ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ С УЧЕТОМ ДРЕЙФА ИМПЛАНТИРОВАННОЙ МАССЫ

О.А. Плаксин

*Обнинский институт атомной энергетики НИЯУ МИФИ
249040 Россия, Калужская обл., г. Обнинск, Студгородок, 1*

Р

Поиск и исследование структур, устойчивых к облучению, относятся к важным задачам радиационного материаловедения, включая проблемы радиационной стойкости конструкционных материалов и материалов диагностических систем ядерной энергетики. Оптические измерения в процессе имплантации тяжелых ионов в диэлектрики позволяют обнаруживать состояния структуры, динамически устойчивые во время облучения. В работе проведен анализ кинетики формирования динамически устойчивых наноструктур при имплантации кварцевого стекла ионами Au^+ и Cu^+ с энергией 60 кэВ в рамках одномерной модели эволюции распределения имплантированных атомов по глубине, учитывающей распыление поверхности имплантированного слоя, производство и диффузию имплантированной массы. Предложены способы оценки вкладов этих процессов в кинетику с использованием экспериментальных данных по распылению, изменению оптических свойств и изображений структуры. В первой части исследований [1] было установлено, что распыление поверхности доминирует в кинетике насыщения при имплантации кварцевого стекла ионами Au^+ . В данной работе показано, что формирование динамически устойчивых структур при имплантации ионов Cu^+ контролируется дрейфом имплантированной массы, а также продемонстрирован механизм формирования обедненной зоны в динамически устойчивой структуре.

Ключевые слова: имплантация тяжелых ионов, радиационно-индуцированные процессы, наноструктуры, устойчивость при облучении.

ВВЕДЕНИЕ

В первой части исследований [1] ранее полученные экспериментальные данные были использованы для теоретического анализа кинетики формирования динамически устойчивых структур при имплантации кварцевого стекла ионами Au^+ и Cu^+ с энергией 60 кэВ. Анализ проводился в рамках одномерной модели эволюции распределения имплантированных атомов по глубине, учитывающей распыление поверхности имплантированного слоя, производство и диффузию имплантированной массы. Теоретический анализ показал, что в состоянии насыщения количество имплантированных атомов, оставшихся в облучаемой подложке (максимальный удержанный флюенс), не зависит от дета-

© О.А. Плаксин, 2016

лей распределения имплантируемых ионов по длине пробега. Максимальный удержанный флюенс определяется соотношениями между потоком имплантируемых ионов, проективным пробегом ионов, скоростью распыления поверхности и коэффициентом диффузии имплантированных атомов. Был предложен способ оценки вклада распыления поверхности в кинетику насыщения, основанный на расчете максимального удержанного флюенса из экспериментальных данных по скорости распыления и сравнении полученного расчетного значения со значением, измеренным экспериментально, например, при регистрации спектров оптического поглощения нанокompозитов во время ионной имплантации. Оценки, проведенные предложенным способом, показали, что распыление поверхности доминирует в кинетике насыщения при имплантации кварцевого стекла ионами Au^- с энергией 60 кэВ. При имплантации кварцевого стекла ионами Cu^- с энергией 60 кэВ вклады распыления поверхности и диффузии имплантированной массы не являются доминирующими.

В данной работе рассматривается вклад дрейфа имплантированной массы в кинетику насыщения имплантированного слоя при имплантации кварцевого стекла ионами Cu^- с энергией 60 кэВ.

ДРЕЙФ ИМПЛАНТИРОВАННОЙ МАССЫ

В отличие от диффузии направленный поток (дрейф) имплантированной массы к поверхности может приводить к уменьшению времени насыщения. Дрейф вызывается градиентами химического потенциала, связанными с механическими напряжениями, электрическим полем, градиентами температур и т.д. Рассмотрим влияние электрических полей, возникающих в имплантируемом слое.

Имплантация ионов в диэлектрик сопровождается ионизацией атомов (производством электрон-дырочных пар) и появлением положительного пространственного заряда в имплантируемом слое. Пространственный заряд возникает в результате эмиссии электронов с облучаемой поверхности и по причине различия в подвижности между образовавшимися в имплантируемом слое свободными электронами и дырками. Пространственный заряд наводит электрическое поле, вызывающее дрейф подвижных носителей заряда в объеме диэлектрика. Вследствие высокой подвижности свободных электронов в кварцевом стекле ($21 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ [2]) изменения плотности пространственного заряда и связанного с ним электрического поля происходят намного быстрее, чем изменения концентрации имплантированных атомов. Соответственно, перераспределение имплантированных атомов происходит в условиях, когда в каждом элементе объема имплантируемого слоя поддерживается динамическое равновесие между производством заряда $G_q(x)$ и градиентом плотности тока $J(x)$:

$$G_q(x) + \partial J(x)/\partial x = 0. \quad (1)$$

Согласно [3, 4], во время имплантации ионов Cu^- с энергией 60 кэВ такое динамическое равновесие возникает при флюенсе выше 10^{14} ионов/ см^2 .

При имплантации кварцевого стекла ионами Cu^- с энергией 60 кэВ в переносе заряда участвуют ионы Cu^+ , образующиеся в результате ионизации имплантированных атомов меди [3]. Доля атомов меди (p), перешедших в состояние Cu^+ , определяется динамическим равновесием между производством ионов Cu^+ и рекомбинацией этих ионов с электронами. Под действием электрического поля, индуцированного пространственным зарядом, возникает дрейф ионов Cu^+ с плотностью электрического тока

$$J_{\text{Cu}^+}(x,t) = e\mu E p N(x,t), \quad (2)$$

где подвижность ионов μ , напряженность электрического поля E и атомная доля p зависят от координат и времени. Соответственно, плотность потока ионов Cu^+ равна плотности тока (2), деленной на элементарный заряд e .

Чтобы учесть распыление, дрейф и диффузию одновременно, в уравнение (13) [1] следует добавить градиент плотности потока ионов Cu^+ :

$$\partial N(x,t)/\partial t = G(x) + SF \cdot \partial N(x,t)/\partial x - \mu E p N(x,t)/\partial x + D \cdot \partial^2 N(x,t)/\partial x^2. \quad (3)$$

Соответствующий стационарный концентрационный профиль в пределе медленной диффузии ($D \ll (SF - \mu E p) R_p$) дается выражением

$$N(x, \infty) = \int_x^{\infty} G(x) dx / (SF - \mu E p). \quad (4)$$

Уравнение (4) нельзя применять, если разность $SF - \mu E p$ обращается в ноль. Неограниченному увеличению концентрации меди в этом случае препятствует диффузия. Время жизни ионов Cu^+ в области, где $SF - \mu E p = 0$, составляет порядка R_p^2/D .

Для количественных оценок в формуле (4) произведение $\mu E p$ будем считать константой. Это условие соответствует предположению, что действует постоянное электрическое поле, а облучение равномерно по глубине стимулирует подвижность ионов Cu^+ , причем зависимость концентрации ионов Cu^+ от глубины повторяет концентрационный профиль $N(x,t)$ для имплантированных атомов меди (p – константа). Тогда время насыщения составит

$$t_s = \Phi(\infty)/F = R_p/(SF - \mu E p). \quad (5)$$

Оценим концентрацию ионов Cu^+ , при которой дрейф оказывает заметное влияние на время насыщения. Согласно [5], пространственный заряд наводит в имплантируемом слое поле напряженностью порядка 10^3 В/см. Используя соотношение Эйнштейна и данные работы [6] о коэффициенте диффузии ($\sim 10^{-11}$ см²/с) ионов Cu^+ в кварцевом стекле при температуре 450°C , можно оценить подвижность ионов ($\sim 10^{-10}$ см²/В·с). Скорость дрейфа μE составит 10^{-7} см/с. При плотности потока ионов порядка 10^{14} ионов/см²с скорость распыления SF составляет приблизительно 10^{-9} см/с. Такой же порядок имеет произведение $\mu E p$ при $p = 10^{-2}$.

Информация о концентрации ионов Cu^+ в имплантируемом слое была получена при измерении спектров радиационно-индуцированной люминесценции кварцевого стекла, облучаемого ионами Cu^- с энергией 60 кэВ [3]. В работе [3] представлены дозовые зависимости эффективности люминесценции ионов Cu^+ (дозовые зависимости отношения I/F , где I – интенсивность люминесценции). Было отмечено совпадение дозовых зависимостей, измеренных при различных плотностях тока ионов от 5 до 75 мкА/см², до флюенса $2 \cdot 10^{16}$ ионов/см². Совпадение означает одинаковую дозовую зависимость числа ионов Cu^+ в имплантируемом слое при различных потоках ионов. В работе [3] предполагали, что совпадение имело место, пока имплантированный слой представлял собой твердый раствор меди в кварцевом стекле. Отношение средних концентраций Cu^+/Cu , т.е. p , пропорционально выражению $I/F\Phi(t)$. Отметим, что при $t \ll t_s$ удержанный флюенс $\Phi(t)$ приблизительно равен Ft . Таким образом, при малых флюенсах доля p пропорциональна отношению эффективности люминесценции ионов Cu^+ к флюенсу имплантируемых ионов (I/F^2t).

Вычислить коэффициент пропорциональности между долей p и отношением I/F^2t не представлялось возможным, поскольку интенсивность люминесценции измеряли в относительных единицах. Вместо расчета коэффициента пропорциональности, шкалу относительных единиц подобрали так, чтобы I/F^2t было равно p . В частности, было отмечено, что при облучении с постоянным потоком ионов (от 5 до 75 мкА/см²) до флюенса $1 \cdot 10^{16}$ ионов/см² эффективность люминесценции увеличивалась почти пропорционально флюенсу ионов (Ft). Это означало, что отношение средних концентраций Cu^+/Cu в твердом растворе не зависело от флюенса и потока ионов. Поскольку имплантированный слой находится в области положительного пространственного заряда,

преимущественным состоянием меди при малых флюенсах является состояние Cu^+ , что соответствует $p \approx 1$. Таким образом, появляется возможность нормировать отношение I/F^2t при малых флюенсах и затем оценить p . Нормированное отношение I/F^2t дает нижнюю оценку p , поскольку $\Phi(t) \leq Ft$.

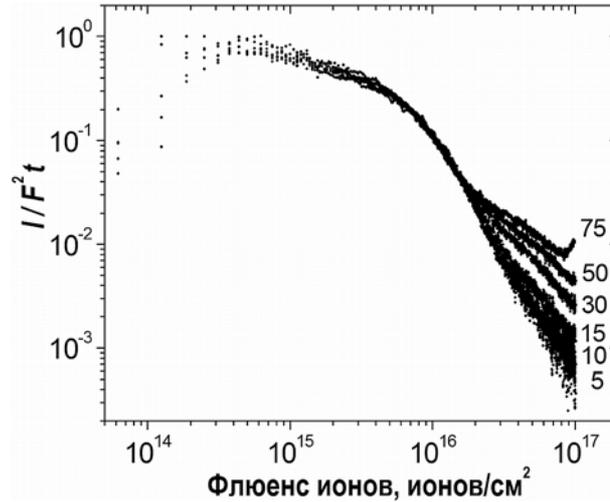


Рис. 1. Зависимости отношения I/F^2t от флюенса ионов для кварцевого стекла, имплантированного ионами Cu^- с энергией 60 кэВ при различных потоках ионов. Числа возле кривых показывают плотность тока ионов ($\text{мкА}/\text{см}^2$)

Дозовые зависимости нормированного отношения I/F^2t представлены на рис. 1. Уменьшение отношения I/F^2t с ростом флюенса до $1 \cdot 10^{16}$ ионов/ см^2 , в основном, связано с внешним массопереносом ($\Phi(t) \leq Ft$). Последующее образование кластеров из атомов меди (до флюенса $2 \cdot 10^{16}$ ионов/ см^2) и затем наночастиц меди приводит к снижению эффективности люминесценции [3]. Равновесие между двумя фазами (твердым раствором и наночастицами металла) в имплантированном слое оказывается чувствительным к потоку имплантируемых ионов. Это проявляется в различии дозовых зависимостей эффективности люминесценции для разных потоков ионов при флюенсе более $2 \cdot 10^{16}$ ионов/ см^2 .

Согласно рис. 1, изменения отношения I/F^2t происходят в пределах $1.0 - 1 \cdot 10^{-3}$. Нижняя граница этого диапазона повышается с увеличением потока ионов. При потоке ионов $75 \text{ мкА}/\text{см}^2$ отношение I/F^2t превышает $1 \cdot 10^{-2}$ почти во всем диапазоне флюенса ионов вплоть до насыщения. Это указывает на возможность значительного вклада дрейфа ионов Cu^+ в кинетику насыщения.

В соответствии с выражением (5), дрейф приводит к уменьшению времени насыщения, если поле направлено в сторону поверхности, т.е. при $E < 0$. При выводе формулы (5) не учитывали возможность изменения направления электрического поля при изменении координат. В частности, эмиссия электронов приводит к появлению в приповерхностном слое электрического поля, направленного в сторону поверхности. Однако в более глубоких областях различие в диффузионной подвижности электронов и дырок наводит электрическое поле, направленное в глубину материала [5]. Изменение направления поля означает, что напряженность поля обращается в ноль на некоторой глубине x_1 . В этом случае поле притягивает носители отрицательного заряда в область x_1 и выталкивает из нее носители положительного заряда.

Изображение динамически устойчивой структуры (рис. 2) наводит на мысль о том, что направление электрического поля изменяется в области обедненного слоя. Поскольку скорость дрейфа ионов Cu^+ может быть достаточно высокой, чтобы оказывать влияние на время насыщения, появляются основания предположить, что образование обед-

ненного слоя в динамически устойчивой структуре связано с выталкивающим действием электрического поля на эти ионы.

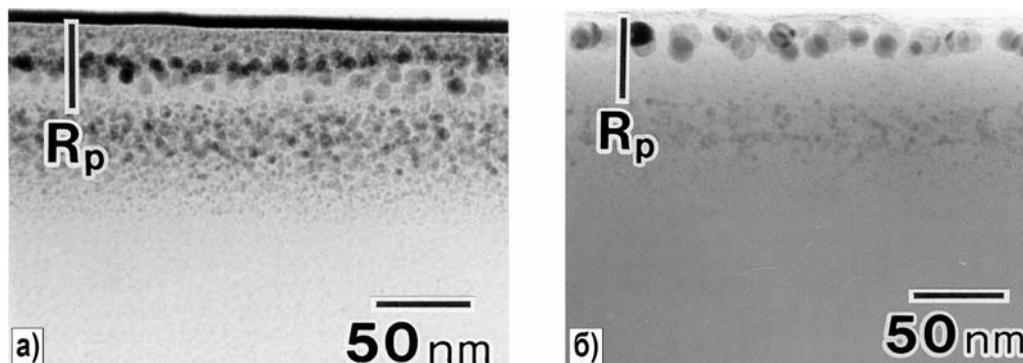


Рис. 2. Изображения, полученные в электронном микроскопе для поперечных сечений подложек из кварцевого стекла, имплантированных ионами Si^- с энергией 60 кэВ до флюенса $1 \cdot 10^{17}$ ионов/ см^2 . Плотность тока ионов ($\text{мкА}/\text{см}^2$): а) – 30; б) – 100

Предположим, что электрическое поле в пределах имплантированного слоя линейно зависит от глубины:

$$E(x) = (x - x_1)\rho/\epsilon_0, \quad (6)$$

где $0 \leq x \leq 2R_p$; ρ – средняя плотность электрического заряда в имплантированном слое; ϵ_0 – электрическая постоянная. Поле и дрейфовый ток меняют направление при x_1 . При $x < x_1$ поле и дрейфовый ток направлены в сторону поверхности ($E(x) < 0$), что соответствует условию уменьшения времени насыщения (5).

Подставим в уравнение (3) линейную зависимость электрического поля от глубины (6). Используем равномерное распределение имплантируемых ионов, представленное формулой (10) [1], и предположим, что дрейф ионов Cu^+ и диффузия протекают только в пределах имплантированного слоя ($0 \leq x \leq 2R_p$). Соответствующий этим условиям стационарный концентрационный профиль имеет минимум на глубине x_{\min} :

$$N(x, \infty) = F\tau/2R_p + b \cdot (2\pi\tau/D)^{1/2} \cdot \exp\{(x-x_{\min})^2/2D\tau\} \cdot \text{erf}(|x-x_{\min}|/(2D\tau)^{1/2}), \quad (7)$$

где $\tau = 1/(\mu(\rho/\epsilon_0)p)$; D , μ и ρ – константы, отличные от нуля в пределах имплантированного слоя. Первое слагаемое в этой формуле соответствует концентрации имплантированных атомов в минимуме $N(x_{\min}, \infty)$. Положение минимума x_{\min} относительно положения нуля (x_1) зависит от отношения скоростей распыления и дрейфа:

$$x_{\min}/x_1 = 1 - SF/\mu E(0)p. \quad (8)$$

Поскольку $E(0) < 0$, минимум смещен в глубь имплантированного слоя ($x_{\min} > x_1$).

Константа интегрирования b в формуле (7) определяется из граничных условий:

$$F = (SF - \mu E(0)p) \cdot N(0, \infty). \quad (9)$$

Для дальнейших оценок было использовано приближение $(D\tau)^{1/2} \gg 2R_p$. В этом приближении было получено аналитическое выражение для константы b , рассчитано отношение концентраций меди между поверхностью и серединой обедненной зоны

$$N(0, \infty) / N(x_{\min}, \infty) = 2R_p/x_{\min}, \quad (10)$$

а также получена формула для времени насыщения

$$t_s = \Phi(\infty)/F = (x_{\min}/R_p) \cdot (1 + (2R_p/x_{\min} - 1)^2/2) \cdot R_p / (SF - \mu E(0)p). \quad (11)$$

Формулы (10) и (11) позволяют делать выводы о кинетике насыщения на основании неравновесных фазовых диаграмм и изображений динамически устойчивой структуры. В соответствии с рис. 2 середина обедненной зоны (x_{\min}) расположена на глубине около 40 нм. Расчет по формуле (10) при $x_{\min} = 40$ нм и $R_p = 51$ нм показывает, что в состоянии насыщения концентрация имплантированных атомов меди на поверхности более чем в два с половиной раза превышает концентрацию в минимуме. При указанных значениях x_{\min} и R_p из формулы (11) следует, что дрейф ионов Cu^+ приводит к уменьшению времени насыщения, если $|\mu E(0)p|/SF > 0.7$. Отношение $|\mu E(0)p|/SF$ можно определить с помощью формулы (11) и значений удержанного флюенса, взятых из фазовой диаграммы (рис. 2б [1]). Подстановка полученных значений в формулу (9) позволяет найти положение нуля (x_1) электрического поля. Использование данных по распылению (см. рис. 1) вместе с расчетными значениями отношения $|\mu E(0)p|/SF$ в формуле (9) позволяет рассчитать концентрации меди у поверхности имплантированного слоя и в минимуме стационарного концентрационного профиля.

Результаты расчетов отношений $|\mu E(0)p|/SF$ и x_{\min}/x_1 , а также атомных долей меди при x_{\min} и $x = 0$ представлены в табл. 1. Отметим, что табличные данные имеют более общий характер по сравнению с предложенной моделью дрейфа ионов Cu^+ , поскольку дрейф имплантированной массы может вызываться и другими причинами. Расчеты показывают, что вклад дрейфа имплантированной массы в кинетику насыщения доминирует, причем он возрастает при увеличении потока имплантируемых ионов. Ноль скорости дрейфа расположен вблизи обедненной зоны ($x_1 = 30 - 32$ нм). С увеличением потока ионов уменьшается концентрация имплантированной меди в динамически устойчивой структуре.

Таблица 1

Результаты расчета характеристик стационарного концентрационного профиля для случая имплантации кварцевого стекла ионами Cu^+ с энергией 60 кэВ

Плотность тока ионов, мкА/см ²	$ \mu E(0)p /SF$	x_{\min}/x_1	Атомная доля меди при x_{\min}	Атомная доля меди при $x = 0$
10	2,9	1,34	0,17	0,41
30	3,6	1,28	0,12	0,29
50	3,9	1,26	0,08	0,19

Проведенный анализ показывает, что ускоренное насыщение невозможно объяснить без учета дрейфа имплантированной массы. Обращение скорости дрейфа в нуль в пределах имплантированного слоя является необходимым условием образования обедненной области. Несмотря на эту особенность дрейфа, насыщение протекает в ускоренном режиме.

ВЫВОДЫ

В исследовании ранее полученные экспериментальные данные [7 – 16] были использованы для теоретического анализа кинетики формирования динамически устойчивых структур при имплантации кварцевого стекла ионами Cu^+ с энергией 60 кэВ. Анализ проводился в рамках одномерной модели эволюции распределения имплантированных атомов по глубине, учитывающей распыление поверхности имплантированного слоя, производство, дрейф и диффузию имплантированной массы. Получены следующие результаты.

1. Теоретический анализ показал, что в состоянии насыщения количество имплантированных атомов, оставшихся в облучаемой подложке (максимальный удержанный флюенс), не зависит от деталей распределения имплантируемых ионов по длине пробега. Максимальный удержанный флюенс определяется соотношениями между потоком имплантируемых ионов, проективным пробегом ионов, скоростью распыления поверх-

ности, скоростью дрейфа имплантированной массы и коэффициентом диффузии имплантированных атомов.

2. Формирование динамически устойчивых структур при имплантации кварцевого стекла ионами Cu^- с энергией 60 кэВ невозможно объяснить без учета дрейфа имплантированной массы. Необходимый вклад дрейфа увеличивается с ростом потока имплантированных ионов. Продемонстрирован механизм формирования обедненной зоны в динамически устойчивой структуре, связанный с обращением скорости дрейфа в ноль в пределах имплантированного слоя. Дрейф имплантированной массы обеспечивается подвижными ионами Cu^+ в твердом растворе.

3. Предложен способ оценки вклада дрейфа имплантированной массы в кинетику насыщения на основании изображений динамически устойчивой структуры.

Литература

1. *Плаксин О.А.* Кинетика формирования динамически устойчивых наноструктур при имплантации кварцевого стекла тяжелыми ионами с учетом распыления и диффузии. // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2016. – № 1. – С. 21-29.
2. *Plaksin O.A., Takeda Y., Amekura H., Kishimoto N.* Electronic excitation and optical responses of metal-nanoparticle composites under heavy-ion implantation // Journal of Applied Physics. – 2006. – Vol. 99. – PP. 044307-1-10.
3. *Hughes R.C.* Charge-carrier transport phenomena in amorphous SiO_2 : Direct measurement of the drift mobility and lifetime // Physical Review Letters. – 1975. – Vol. 30. – PP. 1333-1336.
4. *Plaksin O.A., Stepanov V.A., Stepanov P.A., Demenkov P.V., Chernov V.M., Krutskikh A.O.* Optical and electrical phenomena in dielectric materials under irradiation // Nuclear Instruments and Methods. – 2002. – Vol. B193. – No 1-4. – PP. 265-270.
5. *Amekura H., Plaksin O.A., Kishimoto N.* Internal electric field and Cu nanoparticle formation in silica glasses under high-flux 60 keV ion implantation // Japanese Journal of Applied Physics. – 2001. – Vol. 40. – PP. 1091-1093.
6. *McBrayer J.D., Swanson R.M., Sigmon T.W.* Diffusion of metals in silicon dioxide // Journal of Electrochemical Society. – 1986. – Vol. 133. – PP. 1242-1246.
7. *Plaksin O. A., Takeda Y., Amekura H., Kishimoto N.* Radiation-induced differential optical absorption of metal nanoparticles // Applied Physics Letters. – 2006. – Vol. 88. – PP.201915-1-3.
8. *Plaksin O.A., Takeda Y., Umeda N., Kono K., Amekura H., Kishimoto N.* Ion-induced optical response of nanocomposites in sapphire // Nuclear Instruments and Methods B. – 2006. – Vol. 242. – PP. 118-120.
9. *Plaksin O.A.* Electronic excitation and optical responses of metal-nanocluster composites under heavy-ion implantation // Optics and Spectroscopy. – 2006. – Vol. 101/6. – PP.972-984 (in Russian).
10. *Plaksin O.A., Takeda Y., Amekura H., Kono K., Kishimoto N.* Stability of metal nanocomposites under heavy-ion bombardment of insulators // Nuclear Instruments and Methods B. – 2006. – Vol. 250. – PP. 220-224.
11. *Plaksin O.A.* Dynamic stability of metal-nanoparticle composites in dielectrics under heavy ion bombardment // Perspektivnye materialy. – 2006. – №5. – PP.26-30 (in Russian).
12. *Plaksin O.A.* Methods of Radiation Photonics // Journal funktsionalnykh materialov. – 2007. – T. 1/3. – PP. 82-92 (In Russian).
13. *Plaksin O.A., Kono K., Takeda Y., Plaksin S.O., Shur V.Ya., Kishimoto N.* Dynamic stability of metal-nanocluster composites based on LiNbO_3 under heavy-ion bombardment // Ferroelectrics. – 2008. – Vol. 373. – PP.127-132.
14. *Plaksin O.A., Takeda Y., Kono K., Amekura H., Kishimoto N.* Radiation photonics: A case of metal-nanoparticle composites // Journal of Nonlinear Optical Physics and Materials. – 2010. – Vol.19/4. – PP.737-744.
15. *Plaksin O.A., Stepanov V.A., Shikama T., Takeda Y., Kishimoto N.* Optical diagnostics of collective and non-linear effects in insulators during intense irradiation // Journal of Nuclear Materials. – 2011. – Vol. 417. – PP.806-809.
16. *Kishimoto N., Takeda Y., Umeda N., Lee C.G., Amekura H., Lay T.T., Okubo N., Gritsyna V.T.* Metal

nanoparticle structures controlled with ion-induced kinetics // Proceedings of the 5th International Symposium on Advanced Physical Fields. – National Institute for Materials Science, Tsukuba, Japan, March 6-9, 2000.- PP. 123-156.

Поступила в редакцию 11.11.2015 г.

Автор

Плаксин Олег Анатольевич, профессор кафедры материаловедения
E-mail: plax@mail.ru

UDC 539.1.043

**DYNAMICALLY STABLE NANOSTRUCTURES
IN HEAVY-ION IMPLANTED SILICA GLASS**

Plaksin O.A.

Obninsk Institute for Nuclear Power Engineering, National Nuclear Research University «MEPhI». 1 Studgorodok, Obninsk, Kaluga reg., 249040 Russia

ABSTRACT

Search and characterization of the structures stable under irradiation are critical issues of radiation materials science, in particular, it is so in respect to radiation resistance of the structure materials and diagnostic-system materials necessary in nuclear engineering. Optical measurements during heavy-ion implantation of insulators allow researchers to find the states of structure that are dynamically stable under irradiation. In this paper consisting of two chapters, previously reported experimental data have been used for kinetic analysis of the dynamically stable structure formation under implantation of 60 keV Au⁻ or Cu⁻ ions into silica glass. The kinetics has been analyzed in the frame of the one-dimensional model of evolution of the implant depth distribution, with taking into account the surface recession due to sputtering, as is also, with considering the local implant production, drift and diffusion.

The kinetic analysis has shown that the maximum number of implanted atoms retained in the irradiated substrate (maximum retained ion fluence) is independent of detailed ion-range distribution. The maximum retained ion fluence depends on ratios between the following quantities: the ion flux, the mean projectile range, the surface recession rate, the implant drift velocity and the implant diffusion coefficient. In the first chapter, a method has been proposed for evaluation of the surface recession's role in the saturation kinetics. In this method, the maximum retained ion fluence is calculated from experimental data on surface recession, and then the calculated result is compared to the ion fluence corresponding to the observed saturation. Estimations conducted for 60 keV Au⁻ ion implantation of silica glass have shown that the surface recession predominates in the saturation kinetics.

Surface recession does not dominate for 60 keV Cu⁻ ion implantation of silica glass. Formation of dynamically stable structures during 60 keV Cu⁻ ion implantation of silica glass cannot be explained if the drift of implants is excluded from considerations. Considerations in the second chapter have shown that the drift's contribution increases with increasing the ion flux. A mechanism of depleted region formation in the dynamically stable structures has been demonstrated. According to this mechanism, formation of a depleted region within the implanted layer is caused by expelling effect of electric field from the region where the electric field is zero. Necessary drift velocity is provided by Cu⁺ solutes. A method utilizing images of the dynamically stable structures has been proposed for evaluation of the implant drift's role in the saturation kinetics.

Keywords: heavy-ion implantation, radiation-induced processes, nanostructures, radiation resistance.

REFERENCES

1. Plaksin O.A. Dynamically stable nanostructures in heavy-ion implanted silica glass. *Izvestia Visshikh Uchebnikh Zavedeniy. Yadernaya Energetika*. 2016, no. 1, pp. 21-29 (in Russian).
2. Plaksin O.A., Takeda Y., Amekura H., Kishimoto N. Electronic excitation and optical responses of metal-nanoparticle composites under heavy-ion implantation. *Journal of Applied Physics*. 2006, v. 99, p. 044307-1-10.
3. Hughes R.C. Charge-carrier transport phenomena in amorphous SiO₂: Direct measurement of the drift mobility and lifetime. *Physical Review Letters*. 1975, v. 30, pp. 1333-1336.
4. Plaksin O.A., Stepanov V.A., Stepanov P.A., Demenkov P.V., Chernov V.M., Krutskikh A.O. Optical and electrical phenomena in dielectric materials under irradiation. *Nuclear Instruments and Methods*. 2002, v. B193, no. 1-4, pp. 265-270.
5. Amekura H., Plaksin O.A., Kishimoto N. Internal electric field and Cu nanoparticle formation in silica glasses under high-flux 60 keV ion implantation. *Japanese Journal of Applied Physics*. 2001, v. 40, pp. 1091-1093.
6. McBrayer J.D., Swanson R.M., Sigmon T.W. Diffusion of metals in silicon dioxide. *Journal of Electrochemical Society*. 1986, v. 133, pp. 1242-1246.
7. Plaksin O.A., Takeda Y., Amekura H., Kishimoto N. Radiation-induced differential optical absorption of metal nanoparticles. *Applied Physics Letters*. 2006, v. 88, pp. 201915-1-3.
8. Plaksin O.A., Takeda Y., Umeda N., Kono K., Amekura H., Kishimoto N. Ion-induced optical response of nanocomposites in sapphire. *Nuclear Instruments and Methods B*. 2006, v. 242, pp. 118-120.
9. Plaksin O.A. Electronic excitation and optical responses of metal-nanocluster composites under heavy-ion implantation. *Optics and Spectroscopy*. 2006, v. 101/6, pp. 972-984 (In Russian).
10. Plaksin O.A., Takeda Y., Amekura H., Kono K., Kishimoto N. Stability of metal nanocomposites under heavy-ion bombardment of insulators. *Nuclear Instruments and Methods B*. 2006, v. 250, pp. 220-224.
11. Plaksin O.A. Dynamic stability of metal-nanoparticle composites in dielectrics under heavy ion bombardment. *Perspektivnyye materialy*. 2006, no. 5, pp. 26-30 (in Russian).
12. Plaksin O.A. Methods of Radiation Photonics. *Journal funktsionalnykh materialov*. 2007, v. 1/3, pp. 82-92 (in Russian).
13. Plaksin O.A., Kono K., Takeda Y., Plaksin S.O., Shur V.Ya., Kishimoto N. Dynamic stability of metal-nanocluster composites based on LiNbO₃ under heavy-ion bombardment. *Ferroelectrics*. 2008, v. 373, pp. 127-132.
14. Plaksin O.A., Takeda Y., Kono K., Amekura H., Kishimoto N. Radiation photonics: A case of metal-nanoparticle composites. *Journal of Nonlinear Optical Physics and Materials*. 2010, v. 19/4, pp. 737-744.
15. Plaksin O.A., Stepanov V.A., Shikama T., Takeda Y., Kishimoto N. Optical diagnostics of collective and non-linear effects in insulators during intense irradiation. *Journal of Nuclear Materials*. 2011, v. 417, pp. 806-809.
16. Kishimoto N., Takeda Y., Umeda N., Lee C.G., Amekura H., Lay T.T., Okubo N., Gritsyna V.T. Metal nanoparticle structures controlled with ion-induced kinetics. Proceedings of the 5th International Symposium on Advanced Physical Fields. National Institute for Materials Science, Tsukuba, Japan, March 6-9, 2000, pp. 123-156.

Author

Plaksin Oleg Anatol'evich, Professor, Department of Materials Science
Obninsk Institute for Nuclear Power Engineering,
National Nuclear Research University «MEPhI»
E-mail: plax@mail.ru