

УДК 539.138 : 539.219.3

## МИГРАЦИЯ АТОМОВ В МЕТАЛЛАХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СИЛЬНОТОЧНЫХ НАНОСЕКУНДНЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ

А. Н. Диденко, В. П. Кривобоков

Исследовано гигантское усиление интенсивности процесса переноса атомов в металлах вблизи поверхности, облучаемой сильноточным пучком тяжелых ионов. Установлено, что вследствие крайне неоднородного по координатам радиационного разогрева имеют место большие градиенты температуры, в поле которых формируются диффузионные потоки. Измерены коэффициенты диффузии, которые оказались на несколько порядков больше, чем при высокоинтенсивном непрерывном облучении.

В настоящее время наблюдается повышенный интерес к процессам взаимодействия сильноточных ионных пучков (СИП) с поверхностью твердого тела. Благодаря большим линейным потерям энергии при торможении тяжелые ионы позволяют обеспечить энерговыделение в слое толщиной порядка длины пробега ( $\leq 1$  мкм) на уровне  $10^{13}$  Вт/см<sup>3</sup>. Это обстоятельство предопределяет значительные возможности СИП для технологических целей.

Исследования показали, что модификация поверхности материалов и изделий происходит в результате целого ряда коллективных процессов: закалки после радиационного разогрева, перестройки решетки вследствие термомеханических напряжений, миграции атомов и т. д. Однако полной ясности в механизмах их протекания пока нет. Если свойства температурных полей вблизи поверхности, облученной СИП, изучены весьма хорошо, то вопрос о роли миграции атомов в изменении характеристик кристаллической решетки при импульсной ионной обработке пока остается открытым. В научной литературе практически отсутствует информация о механизмах переноса атомов в твердом теле при высокоинтенсивном импульсном облучении (речь идет о плотности тока ионов  $j \gg 1$  А/см<sup>2</sup>). Миграция под действием СИП наносекундной длительности принципиально отличается от обычного ионного перемешивания при облучении в непрерывном режиме наличием вблизи поверхности больших градиентов температуры ( $> 10^7$  К/см), термомеханических напряжений ( $> 10^8$  Па), быстрого изменения температуры, фазовых превращений и т. д. [1]. Отсутствие правильных представлений о ней не позволяет корректно объяснить многие экспериментально наблюдаемые факты: проникновение атомов с поверхности на глубины, намного превышающие проективную длину пробега ускоренных ионов в металле; аномалии в координатном распределении примесных атомов при многократном облучении СИП и т. д. Это обстоятельство особенно актуально для очень коротких ( $\leq 10^{-6}$  с) и высокоинтенсивных воздействий.

Поэтому цель данной работы состоит в исследовании особенностей переноса атомов в металлах вблизи поверхности, облучаемой наносекундным СИП, когда в кристаллической решетке имеет место очень неравновесное термодинамическое состояние.

## 1. Постановка задачи

Исходной информацией должно служить координатное распределение атомов диффузанта вблизи облученной поверхности, полученное экспериментально.

При воздействии высокоинтенсивного ионного пучка, помимо распыления, происходит образование термомеханических напряжений и плавление с последующей перестройкой структуры кристаллической решетки [2]. В этой связи миграция атомов носит весьма сложный характер, и в принципе для ее корректного описания необходимо рассмотреть все основные каналы переноса вещества: а) ионное перемешивание в каскаде смещения; б) диффузию в слое жидкой фазы; в) диффузию в твердой фазе, ускоренную воздействием радиационного разогрева.

Координатное распределение атомов в зоне каскада смещения и вблизи нее описывается в терминах ионного перемешивания, теория которого сейчас интенсивно развивается. В простом приближении коэффициент динамического каскадного перемешивания, близкий по своему физическому смыслу к коэффициенту диффузии по модели случайных блужданий, может быть представлен следующим образом [3]:

$$D_{\text{ин}} = \frac{\langle l_{\alpha} \rangle^2 + \langle l_{\gamma} \rangle^2}{6} K_{\alpha}, \quad (1)$$

где  $\langle l_{\alpha} \rangle, \langle l_{\gamma} \rangle$  — средние свободные пробеги выбитого и замещенного атомов;  $K_{\alpha}$  — среднее число смещений в секунду на один атом.

Определение с точностью до порядка коэффициента радиационно-ускоренной диффузии, которая происходит путем миграции неравновесных точечных дефектов, оставшихся после внутрикаскадной рекомбинации, а также диффузии, обусловленной радиационным разогревом, в принципе не представляет особых трудностей, и мы не будем останавливаться на этом вопросе.

Однако для СИП характерно, что из-за высокой плотности тока в пучке каскадные области перекрываются и в слое толщиной порядка нескольких длин проективного пробега ионов происходит плавление металла [1, 2]. Поэтому перенос там может осуществляться как в твердой, так и в жидкой фазах. Для корректного описания необходимо дополнительно знать энергию активации диффузии и пространственно-временную эволюцию поля температуры  $T$ , в частности кинетику перемещения границы раздела жидкой и твердой фаз, что требует решения уравнения теплопроводности с учетом потерь энергии на фазовые переходы:

$$\frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = \frac{a}{c\rho} \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} + \frac{W(x, t)}{c\rho}. \quad (2)$$

Здесь  $a$  — коэффициент температуропроводности;  $c$  — теплоемкость;  $\rho$  — плотность;  $W$  — функция источника (объемная плотность энерговыделения), которая характеризуется временным изменением плотности тока и пространственным распределением линейных потерь энергии ускоренных ионов (ее можно получить из модели торможения ионов Линдхарда—Шарфа—Шютта [4] в приближении Брайса [5]).

Начальные и граничные условия

$$T(x, 0) = T_0, \quad \frac{\partial T(0, t)}{\partial x} = \frac{\partial T(\infty, t)}{\partial x} = 0, \quad (3)$$

где  $T_0$  — начальная температура поверхности (постоянная величина).

Для учета потерь энергии на фазовые переходы необходимо потребовать, чтобы на границе раздела фаз выполнялись условия

$$\lambda \frac{\partial T(Z_s - 0, t)}{\partial x} - \lambda \frac{\partial T(Z_s + 0, t)}{\partial x} = g_s \frac{dZ_s}{dt},$$

$$\lambda \frac{\partial T(Z_e + 0, t)}{\partial x} = g_e \frac{dZ_e}{dt}. \quad (4)$$

Здесь  $Z_s, Z_e$  — координаты границ раздела «жидкость—твердое тело» и «жидкость—пар»;  $g_s, g_e$  — удельные теплоты плавления и испарения.

Таким образом, зная экспериментально полученное координатное распределение концентрации диффузанта, характеристики миграции атомов в режиме каскадного перемешивания, фазовое состояние вещества, температурную зависимость коэффициентов диффузии и эволюцию поля температур вблизи поверхности, можно путем сравнения расчетных и экспериментальных данных установить причины интенсивного усиления миграции атомов под действием наносекундных СИП.

## 2. Методика эксперимента

Нами был выполнен ряд опытов по исследованию миграции атомов в металлах вблизи границы раздела сред в условиях воздействия СИП.

В качестве источника ионов использован ускоритель «Тонус» [6], работающий в режиме двоянных импульсов с фокусирующим диодом с самоизоляцией и в некоторых случаях с внешней магнитной изоляцией. Ионы углерода генерировались на потенциальном электроде в плазме, создаваемой путем подачи отрицательного импульса напряжения 300—500 кВ, предшествующего основному импульсу. Плотность тока в центре пучка диаметром 30 мм составляла 40—200 А/см<sup>2</sup> при длительности импульса на полувысоте около 100 нс. Частицы имели энергию 300—800 кэВ.

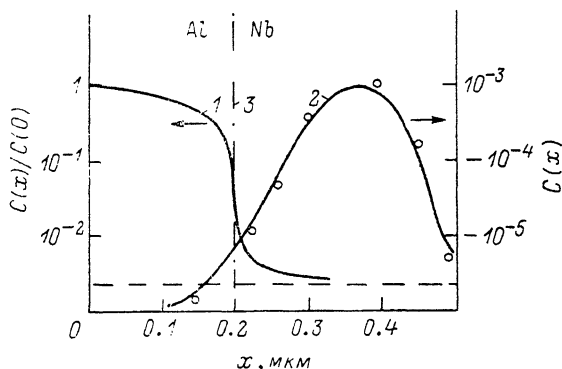


Рис. 1. Координатное распределение концентрации (в отн. ед.) алюминия до облучения (1) и углерода, имплантированного при плотности тока 40 А/см<sup>2</sup> (2), в ниобиевой подложке. 3 — граница раздела алюминий—ниобий в исходном состоянии, 4 — концентрация атомов примесей с массой 27 а. е.

Образцы представляли собой подложки из ниобия высокой чистоты или технической чистой меди, на обработанную поверхность которых методом вакуумного напыления были нанесены тонкие пленки алюминия и серебра. Их толщина (0.1—0.8 мкм) задавалась исходя из проективной длины пробега ионов углерода в указанных материалах таким образом, чтобы граница раздела «тонкая пленка—подложка», положение которой контролировалось с точностью не хуже ±5 %, находилась в пределах каскада смещения.

Выбор материалов был продиктован прежде всего тем обстоятельством, что в обоих случаях атомы подложки очень слабо диффундируют в тонкую пленку, которая является источником диффузанта [7]. Это дает возможность получать четкие диффузионные профили и использовать сравнительно простые соотношения при обработке экспериментальных результатов. Кроме того, в высокочистой ниобии очень мало примесного углерода. Поэтому определение местоположения имплантированных ионов пучка не является сложной задачей.

Исследование концентрации атомов диффузанта по координатам производилось с помощью вторичной ионной масс-спектрометрии. Травление поверхности осуществлялось ионами аргона с энергией 2.5 кэВ на установке, оборудованной на базе масс-спектрометра МХ-1303. Плотность тока составляла не более 30 мкА/см<sup>2</sup>, что позволяло исключить влияние тепла, вызванного торможением ионов аргона, на форму концентрационного профиля диффундирующих атомов.

Эксперименты на примере композиции Nb—Al показали, что вакуумное напыление не приводит к проникновению большого количества атомов пленки на глубину более 0.1 мкм и, таким образом, присутствие диффузанта в подложке после облучения может быть вызвано только воздействием ионного пучка (кривая 1 на рис. 1). Чувствительность метода в данном случае ограничивается концентрацией примесных атомов с массой 27 а. е., которые попадают в анализируемый поток со стенок кратера при травлении подложки.

Было выполнено несколько опытов для того, чтобы установить возможность проникновения атомов углерода с поверхности, где они присутствуют в качестве различных загрязнений. Все они дали отрицательный результат.

### 3. Результаты и их обсуждение

На рис. 2 представлены типичные кривые распределения концентрации серебра в меди по координатам после облучения пучком ионов углерода с поправкой на испарение атомов с поверхности, полученной путем численного решения уравнения (2).

Их форма существенно отличается от аналогичных кривых для непрерывного облучения (см., например, [8]) по следующим признакам.

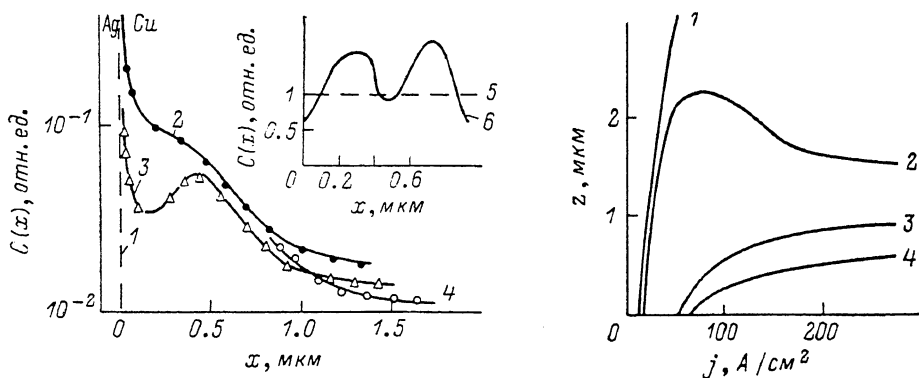


Рис. 2. Координатное распределение концентрации серебра в меди и примесного углерода в железе после облучения ионами углерода с энергией 500 кэВ.

1 — граница раздела Ag—Cu до облучения, 2 — облучение одним импульсом, 3 — пятью импульсами, 4 — одним импульсом, 5 — исходное содержание углерода в железе, 6 — распределение углерода в железе после пятикратного облучения.  $j=40$  (2), 50 (3), 170 (4), 150 А/см<sup>2</sup> (6).

Рис. 3. Зависимость глубины проплавления (1, 2) и толщины испарившегося слоя (3, 4) от плотности тока ионов углерода для алюминия (1, 3) и железа (2, 4).

Во-первых, глубина проникновения атомов диффузанта во много раз превышает проективную длину пробега ионов в металлах. Попытка объяснить это переносом по вакансиям, мигрирующим из зоны релаксации каскадов смещения, или термостимулированной диффузией вследствие разогрева поверхности не дает положительного результата. Действительно, воспользовавшись формулой (1) для  $D_{\text{эф}}$ , а также выражениями для расчета коэффициентов термостимулированной  $D_T$  и радиационно-ускоренной  $D_R$  диффузии [8], нетрудно показать, что средняя толщина перемешанного слоя на границе двух металлов

$$\langle x \rangle \sim \sqrt{2t(D_{\text{эф}} + D_T + D_R)} \quad (5)$$

( $t$  — продолжительность процесса перемешивания) должна составлять для нашего случая с (учетом поправки на различие времени облучения и релаксации температурного поля) менее  $10^{-2}$  мкм, в то время как из эксперимента следует  $\langle x \rangle \sim 1$  мкм.

Во-вторых, кривая концентрации  $C(x)$  в ряде случаев имеет максимум, который невозможно объяснить с позиций существующей теории ионного перемешивания при непрерывном облучении.

И в третьих, ход кривых  $C(x)$  на относительно большом удалении от поверхности слабо зависит от плотности тока, что также не соответствует существующим представлениям об ионном перемешивании.

С целью объяснения полученных результатов была исследована роль переноса в жидкой фазе, которая образуется при облучении поверхности СИП.

Решая уравнение теплопроводности (2), мы получили пространственно-временную эволюцию поля температур (адиабатическое приближение здесь неприменимо, так как длина пробега иона соизмерима с характерным расстоянием переноса тепла за время облучения) и глубину расположения границы раздела фаз «жидкость—твердое тело» относительно поверхности (рис. 3),

которая может существенно превышать проективную длину пробега ионов.

Приняв во внимание [9], что диффузионный профиль в металле описывается выражением типа

$$C(x, t) = \frac{C_0}{2} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right)$$

(здесь  $C_0$  — начальная концентрация диффузанта на поверхности), и взяв для эксперимента образец из ниобия с пленкой алюминия большой толщины (чтобы пренебречь ролью переноса атомов алюминия в каскаде смещения; преимущество ниобия состоит в том, что в относительно тонком слое можно наблюдать все фазовые превращения и его исследование с помощью вторичной ионной масс-спектрометрии занимает сравнительно немного времени), мы построили зависимость вида  $\ln C(x)/C(0) \sim x^2$  и определили коэффициенты диффузии в жидкой и твердой фазах (рис. 4), которые оказались на 4—5 порядков больше, чем в жидких металлах, и на 5—8 порядков больше, чем сумма  $D_{\text{кин}} + D_T + D_R$

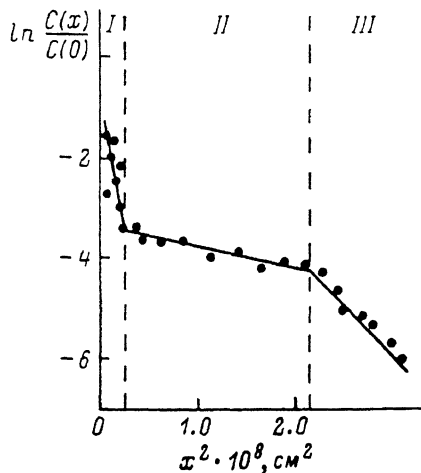


Рис. 4. Распределение алюминия в ниобии при облучении пучком ионов углерода с плотностью тока 200 А/см<sup>2</sup> вблизи границы раздела твердой и жидкой фаз.

I — поверхностный слой (надежно определить коэффициент диффузии не представляется возможным); II — жидкая фаза,  $D = (1.2 \pm 0.8) \times 10^{-2}$  см<sup>2</sup>/с; III — твердая фаза,  $D = (3.5 \pm 1.5) \cdot 10^{-4}$  см<sup>2</sup>/с.

в твердой фазе при самом высокоинтенсивном облучении в непрерывном режиме [8, 10].

Полученные результаты указывают на то, что при воздействии СИП перенос атомов следует рассматривать не только как ионное перемешивание, но и как результат действия термодинамических сил, обусловленных наличием больших градиентов концентрации температуры и давления. В этом случае он должен описываться следующим уравнением [11]:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \left[ \nabla^2 C + \frac{K_P}{P} \nabla^2 P + \frac{K_T}{T} \nabla^2 T \right], \quad (6)$$

где  $K_T$  и  $K_P$  — термо- и бародиффузионные отношения,  $P$  — давление, обусловленное термомеханическими напряжениями (мы пренебрегли членами порядка  $\nabla(K_T/T)\Delta T$ ). Определим вклад каждой из указанных термодинамических сил в общий поток диффундирующих атомов.

Для того чтобы знать  $\dot{P}(x, t)$ , необходимо определить величину термомеханических напряжений  $\sigma$ , которые возникают вследствие быстрого радиационного разогрева поверхности. Кроме этого эффекта, причинами образования напряжений могут быть: передача импульса тормозящихся ионов кристаллической решетке; импульс отдачи при тепловом испарении атомов с поверхности; напряжения, обусловленные возбуждением звука при взаимодействии ускоренных частиц со свободными электронами в облучаемой среде, и т. д. Однако оценки показали, что в нашем случае их вклад составляет сотые доли процента и его можно не принимать во внимание.

Величина  $\sigma$  связана с пространственно-временной эволюцией температуры уравнением упругости [11]

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial t^2} = c_p \alpha \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} - c \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2}, \quad (7)$$

где  $\nu$  — коэффициент Пуассона;  $\alpha$  — коэффициент линейного расширения. При этом могут быть взяты нулевые начальные и граничные условия:  $\sigma(x, 0) = \sigma(0, t) = \sigma(\infty, t) = 0$ .

Решение уравнения (7) с использованием  $T(x, t)$  из уравнения (2) не представляет каких-либо принципиальных трудностей, как и переход от  $\sigma$  к  $P$ . Оно было реализовано на ЭВМ в конечно-разностной форме по методике [12] и позволило нам вычислить характерные значения  $P(x, t)$ , а также определить соотношение диффузионных потоков, обусловленных градиентами концентрации, давления и температуры.

Теперь необходимо рассчитать термо- и бародиффузионное отношения. Согласно [11],

$$K_P = \frac{P(\partial V / \partial C)_{P, T}}{(\partial \mu / \partial C)_{P, T}}, \quad (8)$$

где  $V$  — удельный объем на единицу массы,  $\mu$  — химический потенциал смеси, а производная  $(\partial V / \partial C)_{P, T} = \Omega$  представляет собой удельный объем на один атом при постоянных давлении и температуре. В области малых концентраций, т. е. на некотором удалении от границы раздела веществ, химический потенциал может быть описан как функция температуры, давления и концентрации [9]

$$\mu = \Psi(T, P) + k_B T \ln C, \quad (9)$$

$k_B$  — постоянная Больцмана. Поэтому

$$K_P = P \Omega C / k_B T.$$

Термодиффузионное отношение можно определить из данных по теплоте переноса  $Q$ , представляющей собой поток тепла, который необходимо потратить на перенос единицы массы вещества за единицу времени через единичную площадку в изотермическом режиме. В соответствии с кинетическими уравнениями Онзагера потоки вещества  $i$  и тепла  $q$  можно представить следующим образом [11]:

$$i = -L_{11} \nabla \mu - \frac{L_{12}}{T} \nabla T, \quad q = -L_{12} \nabla \mu - \frac{L_{22}}{T} \nabla T, \quad (10)$$

$L$  — кинетические коэффициенты. В связи с тем что для разбавленных растворов  $\nabla \mu = (k_T T / C) \nabla T$ , а также полагая  $i = -D(\nabla C + (K_T / T) \nabla T)$  (справедливость пренебрежения для наносекундного ионного пучка членом с  $\nabla P$  будет показана ниже), из (10) следует

$$L_{11} = \frac{DC}{k_B T}, \quad \frac{L_{12}}{L_{11}} = Q, \quad K_T = Q \frac{C}{k_B T}.$$

Отсюда, зная  $K_T$ , можно найти поток атомов, диффундирующих в поле градиента температуры, вызванном воздействием СИП. К сожалению, в литературе содержится весьма мало сведений по поводу значений  $Q$  для конкретных металлов. Тем не менее анализ опубликованного материала показал, что модуль  $|Q| = (0.1 \div 0.5) E$ , где  $E$  — энергия активации диффузии при  $\nabla T \rightarrow 0$  [13].

Это дало нам возможность оценить с точностью до порядка соотношение между абсолютными значениями модулей потоков атомов в диффузионной зоне, обусловленных градиентами  $C$ ,  $P$  и  $T$ . Например, для композиции Ag—Cu на расстоянии 1 мкм от поверхности через 1 мкс после начала облучения ионами углерода с плотностью тока 100 А/см<sup>2</sup> эти величины (в отн. ед.) составляют

$$i_C = -D \nabla C \sim 0.1, \quad i_T = \frac{DK_T}{T} \nabla T \sim 10, \quad i_P = -\frac{DK_P}{P} \nabla P \sim 10^{-3}.$$

Таким образом, учитывая, что в случае наносекундных пучков время релаксации температурного поля существенно больше продолжительности облучения, можно считать, что при их воздействии основной вклад в перенос атомов дает диффузионный поток, обусловленный градиентом температуры, а каскадное перемешивание, миграция в поле градиента концентрации в жидкой фазе и т. д. не являются определяющими факторами в установлении концентрационного профиля.

Правда, ситуация меняется при наличии ударной волны. Как показали авторы [13], в области ее фронта на кривой  $C(x)$  должен существовать максимум, который перемещается вместе с волной. Подобную картину мы наблюдали экспериментально при плотности тока  $j=50\div 100$  А/см<sup>2</sup> (рис. 2, 3). В случае дальнейшего повышения  $j$  максимум исчезает, что, видимо, связано с интенсивным испарением поверхности (рис. 3; при  $j > 100$  А/см<sup>2</sup> толщина испарившегося слоя больше, чем глубина, на которой находится максимум), но надежного объяснения его природы пока нет.

Полученные результаты позволяют также объяснить причину сегрегационных явлений под действием наносекундных СИП, в частности, обнаруженное в работе [14] существование максимумов концентрации углерода на кривой  $C(x)$  при многократном облучении стали (рис. 2, б). Полагая, что средняя величина смещения атомов составляет  $\sim \sqrt{Dt}$ , и взяв характерное время релаксации температурного поля в железе на глубине 0.5 мкм  $\tau=1\cdot 10^{-6}$  с [15], нетрудно показать, что среднее расстояние переноса атомов углерода здесь составит  $\sim 1$  мкм, причем в направлении зоны повышенной температуры. Отсюда видно, что каждый новый импульс облучения создает «свой» максимум на глубине  $\sim 1$  мкм и одновременно приводит к испарению слоя толщиной около 0.5 мкм (рис. 3). Таким образом, максимумов не может быть больше двух, а расстояние между ними хорошо согласуется с толщиной испарившегося слоя, что подтверждается экспериментально.

### Заключение

Полученные результаты свидетельствуют о том, что обнаружено гигантское усиление диффузии атомов в металлах под действием наносекундных СИП. Ее коэффициенты оказались на 5—8 порядков больше, чем суммарное значение коэффициентов динамического каскадного перемешивания, термостимулированной и радиационно-ускоренной диффузии при самом высокоинтенсивном непрерывном облучении.

Основная причина высокой подвижности атомов состоит в том, что облучение приводит к очень неоднородному радиационному разогреву с градиентом температуры  $\sim 10^7$  К/см и вызывает образование интенсивного диффузионного потока. При этом роль термомеханических напряжений можно пренебречь.

Представляется весьма вероятным наблюдение аналогичного явления в случае облучения поверхности наносекундным лучом мощного лазера или пучком электронов относительно небольших энергий ( $< 100$  кэВ).

Авторы выражают благодарность О. Х. Асаинову и В. П. Яновскому за помощь в выполнении расчетов и экспериментов.

### Литература

- [1] Диденко А. Н., Асаинов О. Х., Кривококов В. П. и др. ФММ, 1985, т. 60, № 5, с. 931—935.
- [2] Диденко А. Н., Асаинов О. Х., Кривококов В. П. и др. Поверхность, 1985, № 1, с. 150—155.
- [3] Абов Ю. Г., Иванов Л. И., Заболотный В. Т., Суворов А. Л. Препринт ИТЭФ, № 81. М., 1985. 52 с.
- [4] Кумахов М. А., Комаров Ф. Ф. Энергетические потери и пробеги ионов в твердых телах. Минск, 1979. 320 с.
- [5] Brice D. K. J. Nucl. Mat., 1974, v. 53, N 1, p. 213—219.
- [6] Быстрицкий В. М., Диденко А. Н. Мощные ионные пучки. М.: Энергоатомиздат, 1984. 156 с.
- [7] Lafornt A., Bonnet R. Acta Met., 1982, v. 30, N 4, p. 763—774.
- [8] Averbach R. S., Peak D., Tompson L. J. J. Appl. Phys., 1986, v. A39, N 1, p. 59—64.

- [9] Бокштейн Б. С., Бокштейн С. З., Жуговицкий А. А. Термодинамика и кинетика диффузии в твердых телах. М.: Metallurgy, 1974. 280 с.
- [10] Белащенко Д. К. Явления переноса в жидких металлах и полупроводниках. М.: Атомиздат, 1970. 208 с.
- [11] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. 3-е изд., перераб. М.: Наука, 1986. 736 с.
- [12] Иванов Е. Г. В кн.: Математические методы в термомеханике. Киев: Наукова думка, 1978, с. 137—144.
- [13] Крестелев А. И., Бекренев А. Н. Физ. и хим. обработки материалов, 1985, № 2, с. 58—60.
- [14] Didenko A. N., Asainov O. Kh., Krivobokov V. P. et al. Phys. Stat. Sol. (a), 1985, v. 89, p. 167—172.
- [15] Диденко А. Н., Асаинов О. Х., Кривобоков В. П. и др. В сб.: Физика и технологии упрочнения поверхности металлов. Л., 1985, с. 62—46.

Научно-исследовательский  
институт ядерной физики при Томском  
политехническом институте им. С. М. Кирова

Поступило в Редакцию  
17 марта 1987 г.  
В окончательной редакции  
29 октября 1987 г.