

УДК 537.533

## Исследование изменения свойств Ni при блистринге методом стохастического моделирования

А. Л. Бондарева, Г. И. Змиевская

Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН, Москва, Россия

*Рассмотрено стохастическое моделирование флуктуационной стадии высокотемпературного блистринга на никеле под действием ионов гелия. Применяемый подход позволяет получить такие характеристики, как пористость всего образца и отдельных его слоев; спектр фликер-шума; напряжения, создаваемые блистерами в приповерхностном слое; дву- и одномерные функции распределения кластеров по размерам и положению в пространстве; средние размеры пузырьков и дисперсии этих величин.*

Из экспериментов известно, что при облучении поверхности потоками ионов или при контакте ее с плазмой наблюдается деградация приповерхностного слоя материала: блистринг, флекинг, рост вискаров и т. д. Чтобы успешно бороться с этими явлениями, необходимо понимание механизмов их образования и развития. Рядом исследователей были разработаны теоретические модели деградации поверхности в плазме [1–3], однако в настоящее время не существует теории, способной полностью объяснить и описать все происходящие при этом процессы. В связи с этим численное моделирование различных процессов в твердом теле, облучаемом ионами или поверхность которого находится в непосредственном контакте с плазмой, приобретает особое значение.

В настоящей статье приводятся некоторые результаты численного моделирования высокотемпературного блистринга.

### Физическая постановка задачи

При контакте поверхности твердого тела (металла, стекла, диэлектрика) с потоками ионов плохорастворимых газов, в особенности гелия, наблюдается блистринг — образование больших газовых пузырей в приповерхностном слое твердого тела. Авторы приводят результаты, связанные с моделированием флуктуационной стадии высокотемпературного блистринга на никеле под действием ионов гелия [4–7], при котором температура образца может лежать в пределах от  $0,4 T_{\text{melt}}$  до  $0,6 T_{\text{melt}}$ , где  $T_{\text{melt}}$  — температура плавления материала, доза облучения выбирается таким образом, чтобы не наблюдался флекинг — шелушение поверхности, и при небольшом изменении дозы облучения концентрация примесей (атомов гелия) в образце существенно не менялась. Блистринг наблюдается на глубине среднего проекционного пробега гелия в никеле, для выбранной начальной энергии ионов  $\sim 10$  кэВ это составляет  $\sim 100$  нм (при падении ионов по нормали к поверхности образца). Нормальное падение позволяет считать, что практически все ионы, упавшие на поверхность материала, попали в глубь образца, т. е. позволяет пренебречь отражением ионов от поверхности.

### Применяемая модель

Процесс кластеризации дефектов твердого тела рассматривается как фазовый переход 1-го рода [8], а сам зародыш блистера — как броуновская частица перемещенной массы, т. е. в самой модели заложена возможность блистера перемещаться внутри образца, при этом существует одно выделенное направление: ось  $z$  — направление от поверхности образца ( $z = 0$ ) вглубь.

Разработанная одним из авторов и описанная ранее модель броуновской частицы хороша тем, что влияние на кластер ряда факторов можно представить действием стохастической силы. На поверхности зародыша предполагается гетерогенная конденсация, при этом кластер увеличивается за счет испарения частиц внутрь образца. В работе рассматривается система электронейтральных взаимодействующих между собой и с решеткой блистеров. Каждый кластер может взаимодействовать с девятью соседями, причем в начальный момент времени все зародыши имеют одинаковый подкритический размер, т. е. в соответствии с нестохастической теорией кластер с таким размером существовать не может.

Все уравнения, описывающие поведение броуновской частицы, представляют собой интегро-дифференциальные уравнения в частных производных и сложны для решения. Поэтому при численном моделировании блистеринга применяется метод стохастического аналога, основная идея которого заключается в замене кинетических уравнений их стохастическими аналогами [9—13]. Правомочность такого приема была доказана ранее.

В работе применено также расщепление по физическим процессам: рост блистера и его перемещение по слабоанизотропной кубической решетке и расщепление по координатам  $x, y, z$ .

Таким образом, авторы получают систему из четырех связанных стохастических уравнений, для решения которых применяется численная схема, основанная на методе Артемьева — решения стохастических дифференциальных уравнений (СДУ) [14, 15].

Приведем решаемые кинетические уравнения и их стохастические аналоги.

Вначале, на временном шаге  $\Delta t$ , рассматривается рост кластеров (диффузия в пространстве размеров кластеров) — задача Фольмера—Зельдовича в отсутствии внешних сил и корреляций (уравнение Фоккера—Планка—Колмогорова):

$$\frac{\partial f_r(g, t)}{\partial t} = \frac{\partial \left[ D_g(\bar{g}, t) \frac{\partial f_r(\bar{g}, t)}{\partial g} \right]}{\partial g} + \frac{1}{kT} \frac{\partial \left[ D_g(\bar{g}, t) f_r(g, t) \frac{\partial \{\Delta\Phi(\bar{g}, \bar{r}, t)\}}{\partial g} \right]}{\partial g},$$

где  $g$  — число атомов He в пузырьке, т. е. размер пузырька в числе атомов He;

$\bar{g}$  — математическое ожидание размера кластера;

$D_g(\bar{g}, t)$  — коэффициент диффузии в пространстве размеров кластеров;

$f_r(\bar{g}, t)$  — функция распределения пузырьков по размерам;

$\Delta\Phi(\bar{g}, \bar{r}, t)$  — потенциал Гиббса с учетом влияния упругой силы реакции решетки [16]

Стохастический аналог данного кинетического уравнения

$$\frac{\partial g}{\partial t} = -\frac{1}{kT} D_g(\bar{g}, t) \frac{\partial \Delta\Phi(\bar{g}, \bar{r}, t)}{\partial g} - \frac{1}{2} \frac{\partial D_g(\bar{g}, t)}{\partial g} + \sqrt{2D_g(\bar{g}, t)} \xi(t),$$

$$0 \leq t \leq T_{\text{finish}}, \quad g_0 \geq 2,$$

где  $\xi(t)$  — случайная функция для СДУ в форме Ито-Стратоновича допускается использование стандартного белого шума;

$Dg(\bar{g}, t)$  и  $\Delta\Phi(\bar{g}, \bar{r}, t)$  — степенные аппроксимационные функции размера кластера;

$\Delta\Phi(\bar{g}, t, \bar{r}) = -(a - c)g + bg^3 + \Delta\Phi_r(\bar{r})$  — приращение потенциала Гиббса, причем  $cg$  — вклад упругой силы, а  $\Delta\Phi_r(\bar{r}) = k_r \cos(\bar{\varphi}\bar{r})$  — периодический потенциал, обобщающий влияние решетки.

Коэффициент диффузии в пространстве размеров можно записать в виде

$$D(\bar{g}, t) \approx c_{\text{He}}^2 \beta 4\pi r_g^2 \bar{v}_{\text{He}} \frac{1}{N_L},$$

где  $c_{\text{He}}$  — концентрация гелия в решетке;  $c_{\text{He}} = c_{\text{He}}(\Psi, z)$ ;

$\Psi$  — доза облучения;

$z$  — глубина от поверхности образца,

$\bar{v}_{\text{He}}$  — средняя скорость атомов гелия в материале;

$\beta$  — коэффициент испарения внутрь пузырька;

$r_g$  — радиус зародыша;

$N_L$  — число Лашмита;

$$\beta = \alpha e \frac{1}{kT} \frac{\partial \Delta\Phi(g/k)}{\partial g},$$

где  $\alpha$  — температурный коэффициент.

Затем на временном шаге  $\Delta t_2$  моделируется пространственная диффузия БЧ, т. е. решается задача Эйнштейна—Фоккера (уравнение Крамерса—Смолуховского) в силовых полях коллективной природы с учетом дальнедействующей части потенциала взаимодействия зародышей через акустические фононы решетки и осцилляции электронной плотности  $U(x, y, z)$

$$\frac{\partial f_g(\bar{r}, t)}{\partial t} = \frac{\partial \left[ D_r(\bar{r}, t) \frac{\partial f_g(\bar{r}, t)}{\partial \bar{r}} \right]}{\partial \bar{r}} - \frac{\partial \left[ \frac{\bar{F}(\bar{r}, t)}{M_g \gamma} f_g(\bar{r}, t) \right]}{\partial \bar{r}},$$

где  $M_g$  — масса кластера;

$D_r(\bar{r}, t) = D_r(x, y, z, t)$  — коэффициент диффузии в пространстве  $\{R = (x, y, z)\}$ ;

$\gamma$  — диссипативный фактор.

$$F_x = - \frac{\partial U(x, y, z)}{\partial x}; \quad U(x, y, z) = \sum_{i \neq j} \frac{a + b \cos(\bar{k}_r(\bar{r}_i - \bar{r}_j))}{|\bar{r}_i - \bar{r}_j|^3} \quad \text{— потенциал взаи-}$$

модействия кластеров между собой, с фононами и электронами (в случае рассмотрения металла) решетки (по аналогии с [17]). В соответствии с кинетической теорией нелинейный коэффициент диффузии может быть представлен в виде  $D_x = D_0(T)C(x)$ , где  $D_0(T)$  — множитель, зависящий от температуры образца и подбираемый по экспериментальным данным.

Как отмечалось выше, в задаче применяется также расщепление по координатам в пространстве  $\{R(x, y, z)\}$ , и уравнения по  $x$ ,  $y$ ,  $z$  записываются отдельно. Приведем стохастический аналог уравнения для координаты  $x$  в интегральном виде:

$$x(t) = x(t_0) + \int_{t_0}^t H_x(\tau, x(\tau), y(\tau), z(\tau))d\tau + \int_{t_0}^t \sigma(\tau, x(\tau), y(\tau), z(\tau))dW(\tau),$$

где  $dW$  — приращение винеровского случайного процесса за время  $\Delta t$ ;

$\vec{r}$  — положение центра масс кластера в ортогональной системе координат, причем  $z = 0$  соответствует физической поверхности материала, а ось  $z$  направлена внутрь образца.

В модели предусмотрено слияние кластеров, если расстояние между их центрами масс меньше суммы их радиусов и некоторой величины, равной для представленного расчета параметру решетки  $a$ . Поскольку первоначально расстояние между любыми двумя кластерами много больше  $a$ , то сливаться они могут только в процессе движения и только достаточно крупные блистеры. Кроме того, если в процессе своего движения центр масс пузырька сместится от узла решетки на расстояние, большее  $0,5a$ , то центр масс скачком перемещается в ближайший узел решетки.

Для решения полученных стохастических уравнений применяется метод Артемьева. Ниже представлена численная разностная схема на его основе, которая применяется для решения поставленной задачи.

$$g_{n+1}^i = \bar{g}_n^i + \left[ I - \frac{h}{2} \frac{\partial H_{ng}^i}{\partial g} \right]^{-1} \times \left[ hH_{ng}^i + \sqrt{h}\sigma_{ng}^i \xi_{ng} + \frac{h}{2} \frac{\partial \sigma_{ng}^i}{\partial g} \sigma_{ng}^i \xi_{ng}^2 \right];$$

$$H_{ng}^i = -\frac{1}{kT} D_g^i(\bar{g}_n, t_n) \frac{\partial \Delta \Phi^i(\bar{g}_n, \bar{x}_n, \bar{y}_n, \bar{z}_n, t_n^i)}{\partial g_n} - \frac{1}{2} \frac{\partial D^i(g_n, t_n)}{\partial g_n}; \sigma_{ng} = \sqrt{2D_{ng}(\bar{g}_n, t_n)};$$

$$x_{n+1}^i = \bar{x}_n^i + \left[ I - \frac{h}{2} \frac{\partial \tilde{H}_{nx}^i}{\partial x} \right]^{-1} \times \left[ h\tilde{H}_{nx}^i + \sqrt{h}\sigma_{nx}^i \xi_{nx} + \frac{h}{2} \frac{\partial \sigma_{nx}^i}{\partial x} \sigma_{nx}^i \xi_{nx}^2 \right];$$

$$\tilde{H}_{nx}^i = -\frac{1}{\gamma M_{ij}(\bar{g}_{n+1})} \frac{\partial U(\bar{x}_n, \bar{y}_n, \bar{z}_n, t_n)}{\partial x_n} - \frac{1}{2} \frac{\partial D(\bar{x}_n, \bar{y}_n, \bar{z}_n, t_n)}{\partial x_n}; \sigma_{nx} = \sqrt{2D_{nx}(\bar{x}_n, \bar{y}_n, \bar{z}_n)}.$$

Для СДУ в форме Ито-Стратоновича  $\xi_{ng}$ ,  $\xi_{nx}$  можно использовать стандартный белый шум единичной интенсивности.

### Обсуждение результатов

Как результат расчетов можно привести напряжения в различных слоях по глубине (рис. 1—9) для некоторых моментов времени. Напряжение определяется по формуле  $\sigma = \sigma_0 \sum_{i=1}^N g_i^{2/3} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}_{i,c}|^3}$  [18],

здесь  $\vec{r}_{i,c}$  — радиус-вектор центра масс кластера в следующей системе координат: на поверхности образца произвольно выбирается узел решетки и в него помещается начало системы координат.  $Z = 0$  соответствует физической поверхности  $N_i$ , ось  $z$  — направлена в глубь образца. Оси  $x$  и  $y$  составляют с осью  $z$  правую Декартову систему координат. Мы рассматриваем объем  $300a \times 300a \times 300a$ ,  $a$  — параметр решетки ( $x \in [-150:150]$ ,  $y \in [-150:150]$ ,  $z \in [0:300]$ );  $\vec{r}$  — радиус вектор точки, в которой определяем напряжение  $\sigma_0 = (\mu b + 2\gamma) n_{He}^2$ , здесь  $\mu$  — модуль сдвига,  $\gamma$  — поверхностная энергия;  $b$  — вектор Бюргерса;  $r_{He}^2$  — радиус атома гелия.

Напряжение на глубине  $z \in [290;300]$  приведено на рис. 1, а (время  $t = 0,25T$ ,  $T = 1000\tau$ ,  $\tau = 1,8 \cdot 10^{-8}$  с) и рис. 1, б ( $t = T$ ).

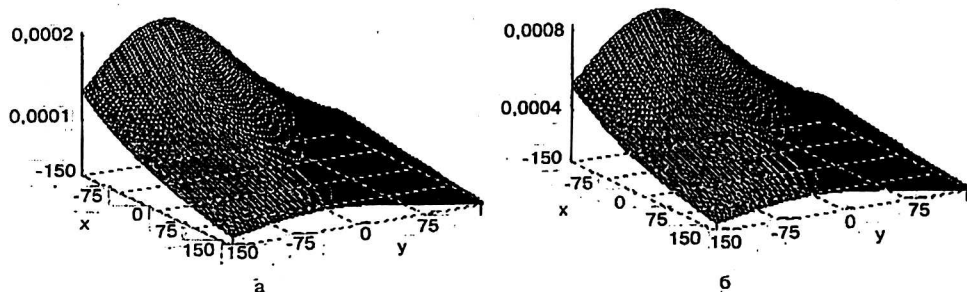


Рис. 1. Зависимость напряжения в слое  $z \in [290;300]$ :  
а — для момента времени  $t = 0,25 T$ ; б — то же, для  $t = T$

Для слоя  $z \in [145;155]$  на рис. 2, а, б моменты времени те же ( $t = 0,25 T$  и  $t = T$ ). Как видно из рис. 3, а—в, напряжение увеличивается при приближении к поверхности и в тех местах, где непосредственно расположены кластеры. Рис. 3, а, б, в соответствуют временам  $t = 0,25 T$ ,  $t = 0,5 T$  и  $t = T$  и  $z \in [100;110]$ . На рис. 4, а, б изображены карты линий напряжения в слое  $z \in [115;125]$ , для моментов времени  $t = 0,25 T$  и  $t = T$ , соответственно. Горизонтальная ось — ось  $x$ , вертикальная —  $y$ . Графики приведены для расчета, при котором на поверхность за данное время выходит  $\approx 6\%$  всех блистеров и погибает на ней  $\approx 3,5\%$ .

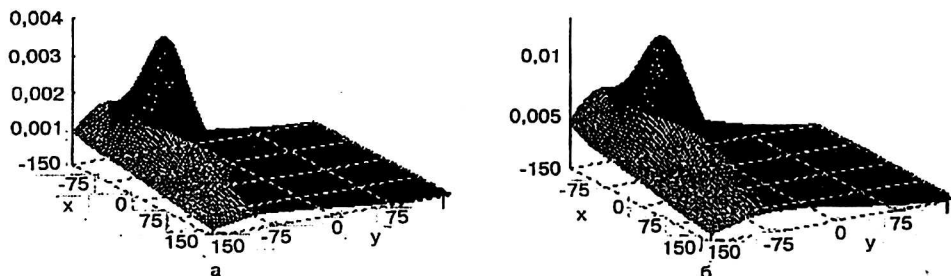


Рис. 2. Напряжение в слое  $z \in [145;155]$ :  
а — в момент времени  $t = 0,25 T$ ; б — то же, в конечный момент времени

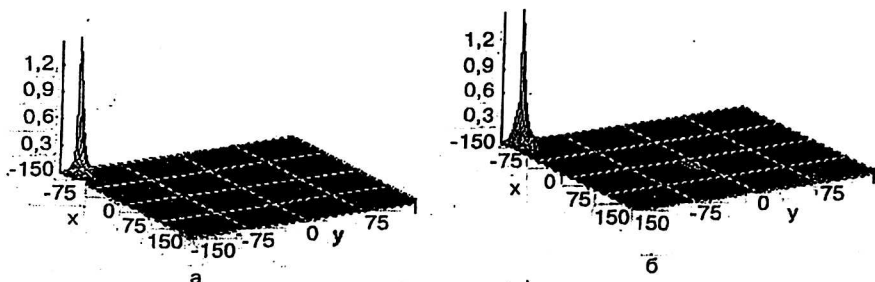
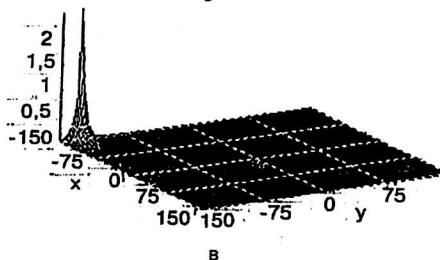


Рис. 3. Напряжение в слое  $z \in [100;110]$ :  
а — в момент времени  $t = 0,25 T$ ;  
б —  $t = 0,5 T$ ; в — при окончании расчета



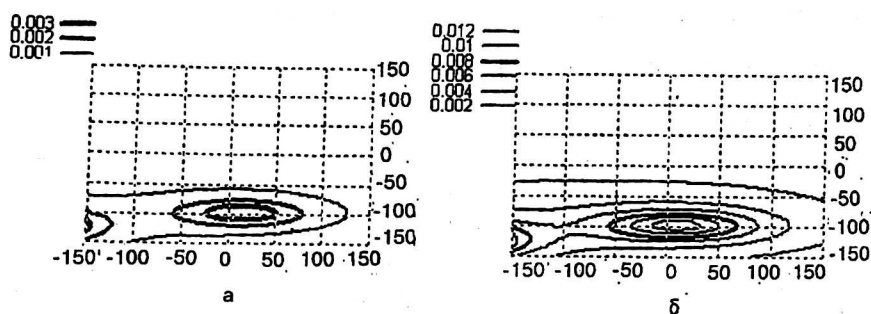


Рис. 4. Карта линий напряжения в слое  $z \in [115; 125]$ :

*a* — в момент времени  $t = 0,25 T$ . Горизонтальная ось — ось  $x$ , вертикальная —  $y$ ;  
*б* — то же, в конечный момент времени  $t = T$

Мы также приводим двумерные функции распределения для одного из вариантов расчета. На рис. 5, *a–г* изображена эволюция функции распределения кластеров по размерам и глубине расположения их относительно поверхности образца. Рассматриваемые моменты времени следующие:  $t = 0,25 T$  для рис. 5, *a*;  $t = 0,5 T$  — для рис. 5, *б*;  $t = 0,75 T$  — соответствует рис. 5, *в*;  $t = T$  — для рис. 5, *г*. На этих графиках просматривается тенденция к росту одного или нескольких кластеров как за счет прихода внедренных атомов из кристаллической решетки, так и за счет перехода их из более мелких пузырьков в более крупные и слияния двух кластеров, при котором мелкий поглощается крупным.

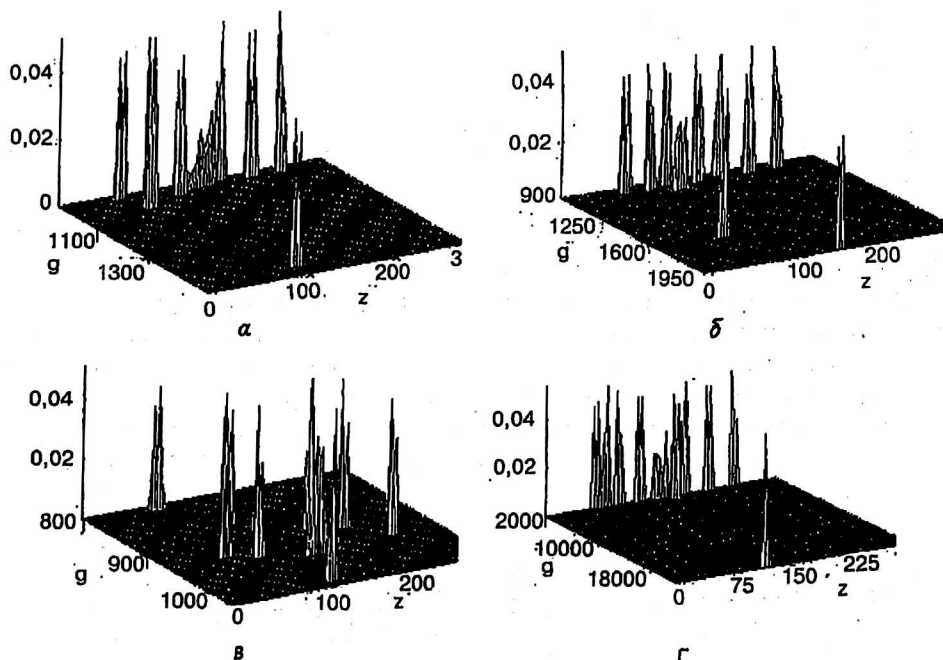


Рис. 5. Двумерная функция распределения системы кластеров  $F(g, z)$ :

*a* — для  $t = 0,25 T$ ; *б* — для  $t = 0,5 T$ ;  $Z = 0$  — соответствует физической поверхности образца;  
*в* — то же, для  $t = 0,75 T$ ; *г* — то же, в момент окончания расчета

Для диагностики также можно использовать спектр фликер-шума, который представлен на рис. 6, *a—г*. По оси *x* отложена частота  $\sim \frac{1}{g}$ , по оси *y* — амплитуда шума.

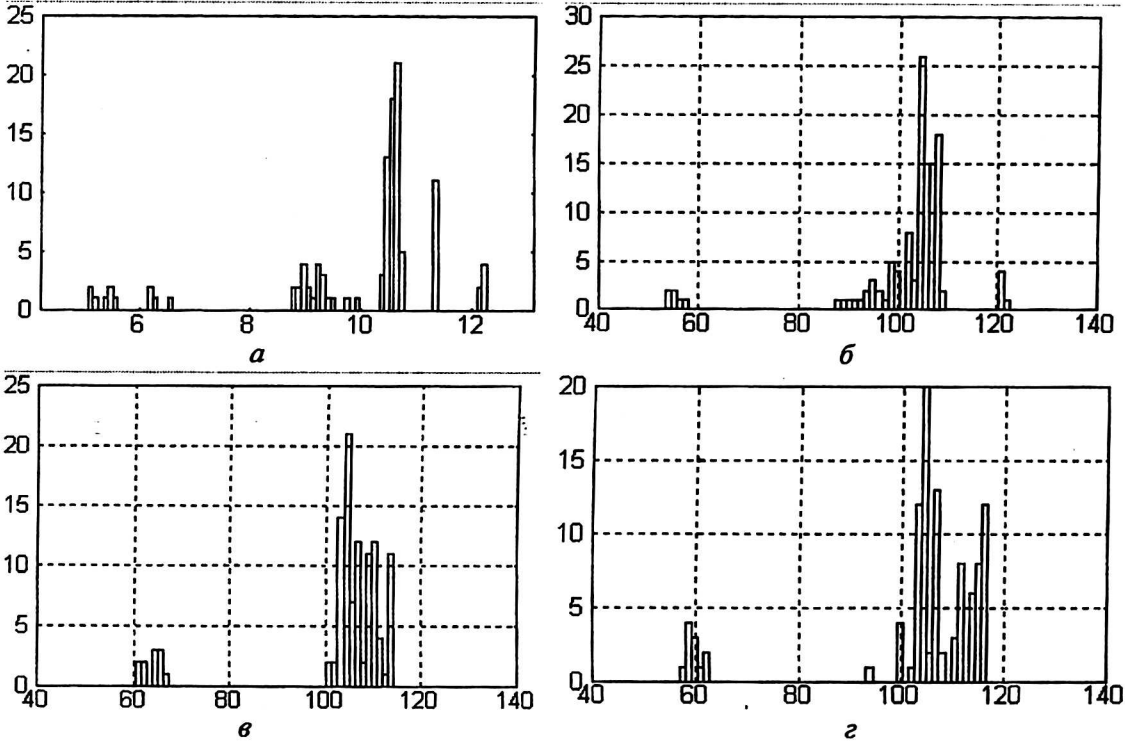


Рис. 6. Спектр фликер-шума:

*a* — для интервала времени  $t \in [0,2 T; 0,3 T]$ ; *б* — для  $t \in [0,4 T; 0,5 T]$ . По оси *x* — частота  $\sim \frac{1}{g}$ ; по оси *y* — амплитуда шума; *в* — для  $t \in [0,6 T; 0,7 T]$ ; *г* — для  $t \in [0,8 T; 0,9 T]$

При столь малых временах, какие рассматриваются в этой работе,  $T = 1000\tau$ ,  $\tau = 1,8 \cdot 10^{-8}$  с ( $T$  — время окончания расчета), трудно говорить о глобальном увеличении размеров пузырьков и, соответственно, о критическом увеличении пористости, однако можно говорить о начале данного процесса или, если условия препятствуют развитию кластеров, о его угасании. Два следующих графика (рис. 7, *a, б*) показывают изменение пористости образца при разных экспериментах на временах флуктуационной стадии блистринга.



Рис. 7. Зависимость изменения пористости от времени для двух вариантов расчета (*a*); для разных слоев, для одного из вариантов (*б*)

На рис. 8 изображена зависимость средних размеров кластеров от времени для одного из вариантов расчета с числом траекторий 10000, на рис. 9 — график зависимости дисперсии среднего размера от времени для выбранной системы кластеров при таком же количестве траекторий.

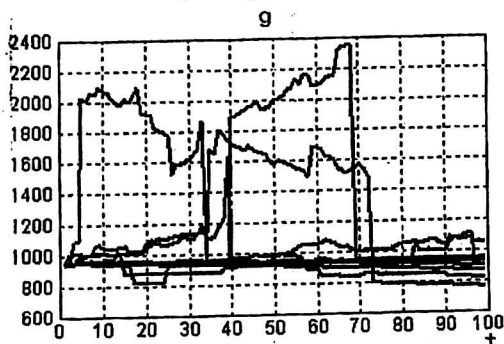
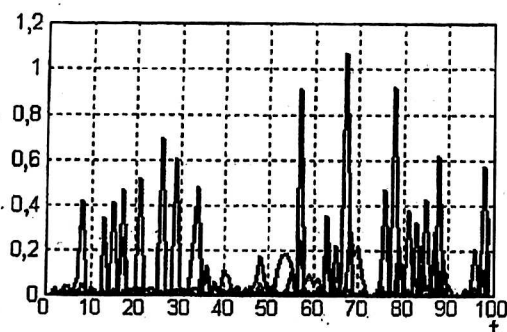


Рис. 8. Зависимость средних размеров кластеров от времени (один из вариантов)

Рис. 9. Зависимость дисперсии среднего размера от времени для выбранной системы кластеров



На рис. 10, а, б показана одномерная функция распределения кластеров  $F(g, t)$  в зависимости от их размеров  $g$ , изменяемых в количестве атомов He в блистере. Приведены графики для времен  $t = 0,25 T$  (см. рис. 10, а) и  $t = T$  (см. рис. 10, б). Эти результаты демонстрируют преимущественное развитие двух пузырьков и разрушение нескольких, для этого случая за время расчета (которое соответствует длительности флуктуационной стадии) разрушилось 20 % всех блистеров.

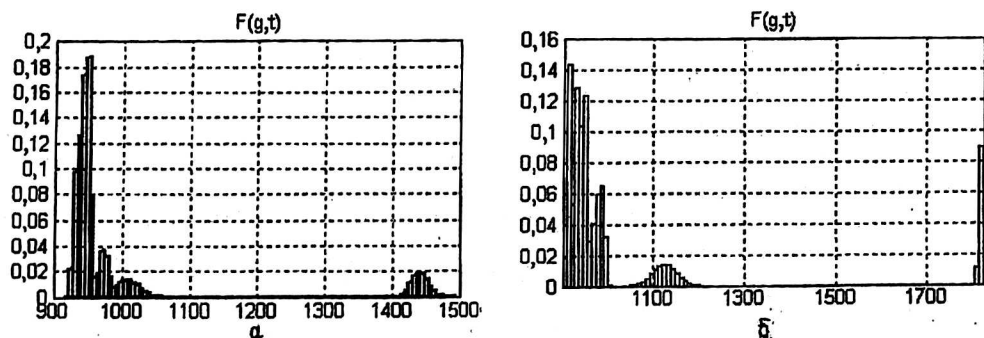


Рис. 10. Одномерная функция распределения:  
а — кластеров в зависимости от их размеров  $g$ , измеряемых в числе атомов He в блистере, для времени  $t = 0,25 T$ ; б — пузырьков по размерам  $F(g, t)$  для времени  $t = T$

### Заключение

В настоящей работе рассмотрено изменение свойств материала, в частности Ni, при высокотемпературном блистринге. Были использованы модель Броуновской частицы и метод стохастического аналога. Применяемый кинетический подход позволил получить широкий спектр результатов как макрохарактеристик (изменение пористости всего образца и его отдельных слоев, спектр фликер-шума, средние значения размеров кластеров и их положений в кристаллической решетке, дисперсии этих величин; оценить возникающие в слоях напряжения), так и микрохарактеристик (двумерные функции распределения блистеров по размерам и положению в решетке ( $F(g, z, t)$ ,  $F(g, x, t)$ ,  $F(g, y, t)$ ) и функции распределения блистеров по размерам ( $F(g, t)$ ). Данная модель также допускает обобщение на широкий круг проблем, связанных с радиационной порчей поверхности: высоко- и низкотемпературный блистринг, флекинг, рост вискаров, образование металлических кластеров в парах металла (например, вблизи пластин дивертора), а также на такие задачи как кластеризация паров воды и др.

### Литература

1. Гусева М. И., Мартыненко Ю. В. Радиационный блистринг// Успехи физических наук. 1981. Т. 135. № 4. С. 671—691.
2. Мартыненко Ю. В. Теория блистринга: Препринт ИАЭ-3145/ИАЭ им. И. В. Курчатова. — М., 1979.
3. Тебус В. Н. Термодинамика гелиевых пузырьков, давление, плотность и уравнение состояния гелия в пузырьках//Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. 1987. Т. 4. № 42. С. 14—23
4. Бондарева А. Л., Змиевская Г. И. Стохастическое моделирование образования блистеров//Сб. тр. 13-й междунар. науч. конф. "Математические методы в технике и технологиях ММТТ-2000". Т. 1. Секции 1, 4. — Санкт-Петербург: издание С.-Петербургского госуд. технол. ин-та. С. 87—89.
5. Бондарева А. Л., Змиевская Г. И. Численная модель образования гелиевых блистеров при воздействии плазменных потоков на поверхность твердого тела//Прикладная физика. 2000. № 3. С. 122—137.
6. Bondareva A. L., Zmievskaia G. I. Using of stochastic analog method for simulation of fluctuation stage of blistering 32<sup>nd</sup> IUVSTA Workshop on Gas-Surface Interaction: Abstracts of papers. St.-Petersburg, Russia, 25—29 september, 2000.
7. Bondareva A. L., Zmievskaia G. I. Investigation of blistering in solids using stochastic model in book Mathematical Models of Non-Linear Excitations, Transfer, Dynamics and Control in Condensed Systems and Other Media: Plenum Publishing Corporation, 1998, editor L. Uvarova, New-York. P. 241—250.
8. Зельдович Я. Б. К теории образования новой фазы, кавитация/ЖЭТФ. 1942. Т. 12. С. 525—538.
9. Паташинский А. З., Покровский В. Л. Флуктуационная стадия фазовых переходов. — М.: Наука, 1985.
10. Змиевская Г. И. Стохастические аналоги неравновесных столкновительных процессов//Физика плазмы. 1997. Т. 23. № 4. С. 45—60.
11. Змиевская Г. И. Численные стохастические модели неравновесных процессов//Математическое моделирование. 1996. Т. 8. № 11. С. 3—40.
12. Змиевская Г. И., Зиньковская Т. В. Численная модель образования кластеров: Докл. АН СССР, 1989. Т. 309. С. 301—305.

13. Змиевская Г. И., Зиньковская Т. В. Численная модель кластеризации дефектов на поверхности металла: Матер. XII Межд. конф. "Взаимодействие ионов с поверхностью", 5–8 сентября. 1995. Т. 1. — Звенигород. С. 89–92.
14. Аверина Т. А., Артемьев С. С. Новое семейство численных методов решения стохастических дифференциальных уравнений: Докл. АН СССР. 1986. Т. 288. № 4. С. 777–780.
15. Артемьев С. С. Численное решение задачи Коши для систем обыкновенных и стохастических дифференциальных уравнений: Автореф. дис.... д-ра физ.-мат. наук/Вычислительный центр, СО АН СССР. — Новосибирск, 1991.
16. Беграмбеков Л. Б., Горбатов Ю. Б., Тронин В. Н. Исследование блистерообразования на оптических материалах: В кн. Ионизирующее излучение и лазерные материалы/Под редакцией Л. Б. Беграмбекова и Ю. Н. Девятко. — М.: Энергоатомиздат, 1982.
17. Berzin A. A., Morosov A. I., Sigov A. S. Light-Atom Diffusion and Clustering at Crystal Surfaces//J. Phys.: Condens. Matter. 1997. V. 9. P. 33–41.
18. Плишвицев Н. В., Бажин А. И. Физика воздействия ионных пучков на материалы — М.: Вузовская книга, 1998.

---

*Авторы благодарят В. Д. Левченко и Т. В. Левченко за помощь в работе. Работа частично поддержана грантом РФФИ № 00-15-96660.*

## **Investigation of change of Ni properties during blistering by stochastic analogue method**

*A. L. Bondareva, G. I. Zmievsksya*

M. V. Keldysh Institute of Applied Mathematics RAS, Moscow, Russia

*Stochastic simulation of fluctuation stage of high-temperature blistering on Ni under the influence of He ions is examined in this article. Using method allows to obtain such characteristics as porosity of all sample and its layers; spectrum of flicker-noise; tensions in surface layer which are created by blisters; two-dimensional and one-dimensional distribution functions of clusters as functions from bubble size and bubble position in metal lattice; middle size of clusters and its dispersions.*