

04

© 1990 г.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПЫЛЕНИЯ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ С ПОМОЩЬЮ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ

А. Г. Жиглинский, В. В. Кучинский, Г. Л. Саксаганский

Показано, что газоразрядная плазма пригодна для проведения модельных экспериментов по определению эрозионных свойств конструкционных материалов ТЯР. Предложен метод определения абсолютных селективных коэффициентов распыления и их энергетических зависимостей по данным, полученным в плазме (свободный от существовавших до сих пор ограничений). Согласно энергетических зависимостей и абсолютных значений коэффициентов распыления, полученных из плазменных и пучковых измерений, подтверждает надежность предложенного метода.

Исследования перспективных конструкционных материалов для установок термоядерного синтеза в последнее время привлекают все большее внимание. Впервые использование газоразрядной распылительной камеры для исследования эрозии конструкционных материалов ТЯР типа токамак было предложено в работе [1]. Как мы убедимся далее, достоинства газоразрядной плазмы как модели для исследования эрозии материалов ТЯР несут не только технический, но и принципиальный характер.

Моделирование распыления вблизи первой стенки, диафрагм, диверторов и других конструкционных элементов ТЯР с помощью газоразрядной плазмы базируется на близости условий эрозии в этих двух объектах. Многие другие, второстепенные с точки зрения процессов распыления факторы, разумеется, в ТЯР и газоразрядной камере не одинаковы.

Одним из основных параметров, определяющих эрозию материала, обычно является энергия распыляющих поверхность ионов и быстрых атомов [2-5]. Характерный энергетический спектр потока атомов на первую стенку реактора-токамака приведен на рис. 1. Максимум распыляющего потока приходится на энергию порядка 50 эВ. Если умножить распределение ионов по энергиям на зависимость коэффициента распыления от энергии, то получим поток атомов, распыляемых с поверхности первой стенки ионами различных энергий (рис. 2). Из рис. 2 следует, что основной вклад в эрозию большинства материалов дают ионы с энергиями  $E < 1$  кэВ. Но именно в этой области энергий, как известно [6], находится энергия ионов, бомбардирующих мишень в газоразрядной камере, построенной на основе разряда в полой катоде (полая катода выполняется в этом случае из исследуемого материала). Вместе с ионами в распылении стенки газоразрядной камеры участвуют и быстрые атомы, возникающие в результате перезарядки [7]. Результаты расчета распыляющей способности плазмы полого

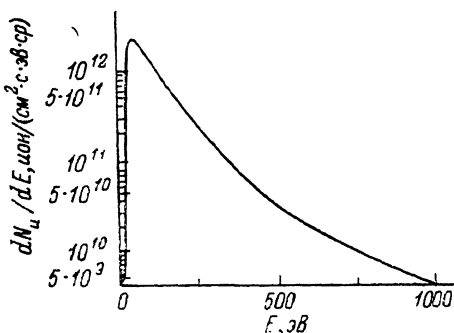


Рис. 1. Распределение ионного потока у стенки токамака РЛТ.

катода приведены на рис. 2. Изменяя условия горения разряда, мы имеем возможность варьировать состав и энергетический спектр распыляющихся частиц (с целью более полной имитации условий эрозии первой стенки реактора).

Температура поверхности различных конструктивных элементов ТЯР будет варьироваться в диапазоне 20—1000 °С. Для стенок газоразрядной камеры с полым катодом такая температура легко достигается.

Энергетическая нагрузка на стенку ТЯР не превышает 30—50 Вт/см<sup>2</sup> [8]. При типичном токе разряда в полым катодом 1 А, напряжении 500 В и площади мишени, которой является катод в газоразрядной камере, порядка 10 см<sup>2</sup> мы получаем такую же величину энергетической нагрузки на стенку.

В замкнутой камере ТЯР типа токамак распыленный конструкционный материал снова попадает на стенку и неоднократно перенапыляется. Изготовленная в виде цилиндра с большим отношением длины к диаметру газоразрядная камера практически также замкнута для распыленных атомов и хорошо воспроизводит это явление. Меняя отношение длины камеры к радиусу ее открытых торцов, легко моделировать изменение эффективности дивертора.

Потоки распыляющихся частиц на стенку реактора по оценкам [9—11] должны варьироваться в диапазоне 10<sup>14</sup>—10<sup>17</sup> см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup> (для токамака ИНТОР прогнозировался

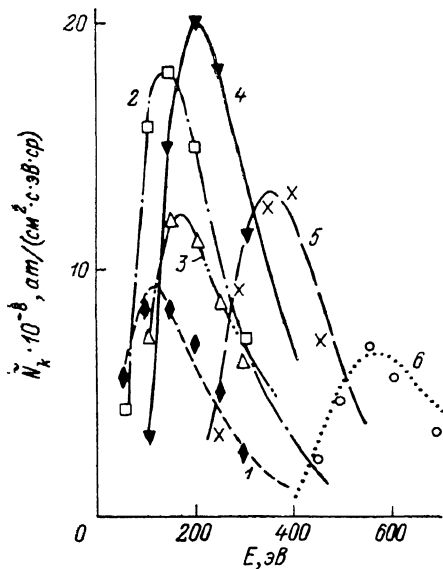


Рис. 2. Рассчитанный поток  $\bar{N}_k$  атомов различных материалов, распыляемых со стенки токамака (кривые) и со стенки газоразрядной распылительной камеры (точки) ионами различных энергий.

1 —  $\bar{N}_k \cdot 0.05$  для С; 2 —  $\bar{N}_k \cdot 0.1$  для Si, распыляемого из SiC; 3 —  $\bar{N}_k \cdot 100$  для Al; 4 —  $\bar{N}_k \cdot 1$  для компонентов нержавеющей стали; 5 —  $\bar{N}_k \cdot 5$  для Mo; 6 —  $\bar{N}_k \cdot 20$  для W.

диапазон 10<sup>15</sup>—10<sup>17</sup> см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup> [8]). Даже при небольшой плотности тока в разряде 1 мА/см<sup>2</sup> мы получаем удовлетворительное значение ионного потока на поверхность материала — 10<sup>16</sup> см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. Годовые дозы облучения быстрыми частицами, планируемые для опытных токамаков (до 10<sup>19</sup> см<sup>-2</sup>), легко достигаются за час работы газоразрядной камеры. За счет больших доз оказалось возможным определять селективные коэффициенты распыления всех основных компонентов конструкционного материала и исследовать, в каком состоянии будет находиться поверхность после получения большой дозы облучения [12, 13].

Ионы, идущие на стенку реактора, за счет доускорения в лэнгмюровском слое, будут попадать на поверхность первой стенки под углами, близкими к нормали [11]. Но и в газоразрядной камере ионы ускоряются в узком слое темного катодного пространства [6] и тоже падают перпендикулярно к поверхности исследуемого материала.

В газоразрядной распылительной камере испытываются образцы с достаточно большой для усреднения получаемых характеристик площадью поверхности, что позволяет корректно исследовать неоднородные материалы. Наполняя объем газоразрядной камеры смесью дейтерия и гелия в любых пропорциях, можно исследовать синергические эффекты при распылении.

Дополнительную информацию можно получить, воспользовавшись предварительным термоциклированием, нейтронным и  $\gamma$ -облучением материала, выбором в качестве образца материала, поработавшего в реальной установке токамак, и т. д.

И, наконец, в описанном выше типе разряда спектрально-зондовым методом [1] можно измерять селективные коэффициенты распыления любого числа

компонентов многокомпонентного материала и по этим данным рассчитывать вклад в радиационные потери плазмы различных компонентов конструктивных материалов.

Отсутствующие в газовом разряде с полым катодом факторы нейтронного облучения,  $\gamma$ -облучения и воздействия на катод-мишень электронов, как показывают оценки [4], вносят незначительный вклад в эрозию.

Таким образом, совместное рассмотрение условий протекания эрозионных процессов в ТЯР и газоразрядной распылительной камере показывает, что они достаточно близки. Многие из перечисленных выше факторов промоделировать с помощью известных пучковых методов либо трудно, либо невозможно (мощные потоки ионов и быстрых атомов малых энергий, большие дозы облучения, возврат распыленных атомов на поверхность мишени, высокие энергетические нагрузки на материал, достаточно большую для усреднения свойств мишени поверхность).

Ранее трудности, стоявшие на пути использования газоразрядных установок для целей моделирования, прежде всего связывались с тем [5], что энергетический спектр потоков ионов и рожденных ими атомов перезарядки в разряде достаточно сложен и до недавнего времени не был изучен. Это затрудняло отношение измеренного потока распыленных атомов к какой-либо фиксированной энергии распыляющих частиц. Недостаточно был известен ионный состав распыляющих потоков. И поскольку поток распыленных атомов претерпевает в разряде достаточно сложную эволюцию в процессе своего перемещения от материала до коллектора атомов, то по количеству достигших коллектора атомов было трудно определить искомый поток распыленных атомов и коэффициент распыления материала.

Целью данной работы являются обоснование возможности моделирования пристеночных условий, влияющих на распыление конструктивных элементов ТЯР, с помощью газоразрядной распылительной камеры и устранение с этой целью сформулированных выше трудностей. По поводу одной из них, впрочем, можно сразу сказать, что современная масс-спектрометрия надежно справляется с измерением ионного состава распыляющего потока [14, 15]. Обсудим остальные трудности.

Измерение селективных коэффициентов распыления в газоразрядной распылительной камере было предложено проводить с помощью спектрально-зондового метода [1]. Для этого в центр цилиндрической камеры, изготовленной из исследуемого материала, вносится цилиндрический зонд (типа зонда Ленгмюра). Зонд поддерживается при потенциале плазмы. На поверхность зонда оседают распыленные атомы компонентов исследуемого материала. Затем зонд вынимается из камеры и масса осевших на зонде атомов  $k$ -го компонента материала  $M_k$  определяется методом спектрального анализа. Селективный коэффициент распыления  $S_k$  каждого из компонентов распыляемого материала может быть вычислен по формуле

$$S_k(E_{кат}) \simeq 1.608 \frac{M_k}{m_k i t} \frac{R_{i,ат} L_{i,ат}}{R_s L_s} \frac{1}{q_k \eta_k}, \quad (1)$$

где  $m_k$  — атомный вес  $k$ -го компонента; масса осевших на зонде атомов  $M_k$  берется в микрограммах; ионный ток  $i$  — в миллиамперах; время напыления  $t$  — в минутах;  $R_s$  и  $L_s$  — радиус и длина зонда,  $R_{i,ат}$  и  $L_{i,ат}$  — радиус и длина полого катода в сантиметрах.

Значение  $S_k$  в формуле (1) приведено к энергии катодного падения  $E_{кат}$  с помощью множителя  $q_k$ , к вычислению которого мы обратимся несколько позже. Множитель  $\eta_k$  равен отношению потока на зонд атомов  $k$ -го компонента к их потоку с поверхности исследуемого материала.

Для вычисления  $\eta_k$  необходимо принимать во внимание, что в широком диапазоне условий имеет место сложный режим движения распыленных атомов, названный диффузионно-пролетным [16]. Для этого режима характерно наличие как таких распыленных атомов, у которых завершена релаксация энергии и направления движения, так и атомов, энергия которых (весьма значительная в момент распыления  $\leq 10$  эВ) не успевает прорелаксировать до прихода на

зонд или до возврата на стенку камеры. Именно существование такого сложного режима движения и не позволяло долгое время проводить абсолютные измерения селективных коэффициентов распыления  $S_k$  в разряде.

Точные расчеты параметра  $\eta_k$  могут проводиться на ЭВМ с помощью метода Монте—Карло [16]. Обобщив многочисленные результаты таких расчетов и используя знание асимптотического поведения  $\eta_k$  как функции от отношения длины свободного пробега атома  $\lambda_k$  к радиусу распылительной камеры  $R_{кат}$ , мы получили приближенные формулы, позволяющие достаточно точно рассчитывать значения  $\eta_k$  во всем диапазоне изменения отношения  $\Lambda_k = \lambda_k / R_{кат}$ ,

$$\eta_k = (\eta_k)_д + (\eta_k)_п, \quad (2)$$

где

$$(\eta_k)_д \approx \left(1 + \frac{0.425}{\Lambda_{0k} \sqrt{1 + m_k/m_{газ}}}\right) \psi_k(\Lambda_k) \left\{ \frac{2}{c_k} + \frac{R_s}{R_{кат}} \left[1 - \frac{16 \ln(R_s/R_{кат})}{3\pi \Lambda_k \sqrt{1 + m_k/m_{газ}}}\right] \right\}^{-1},$$

$$(\eta_k)_п \approx [1 + (\Lambda_{0k} \sqrt{2}/\Lambda_k)^4]^{-1}.$$

Здесь

$$\psi_k(\Lambda_k) = \begin{cases} 1 & \text{при } \Lambda_k \leq \Lambda_{0k}, \\ \exp\left[-\frac{4}{5} \left(\frac{\Lambda_k}{\Lambda_{0k}} - 1\right)^{1.2}\right] & \text{при } \Lambda_k \geq \Lambda_{0k}, \end{cases}$$

$$\Lambda_{0k} \approx \{4(m_k/m_{газ})^{0.69} [0.23 \ln(E_{0k}/E_T) + 0.39]\}^{-1}, \quad (3)$$

$m_{газ}$  — атомный вес рабочего газа,  $E_{0k}$  — энергия вылета распыленного атома с поверхности,  $E_T$  — тепловая энергия.

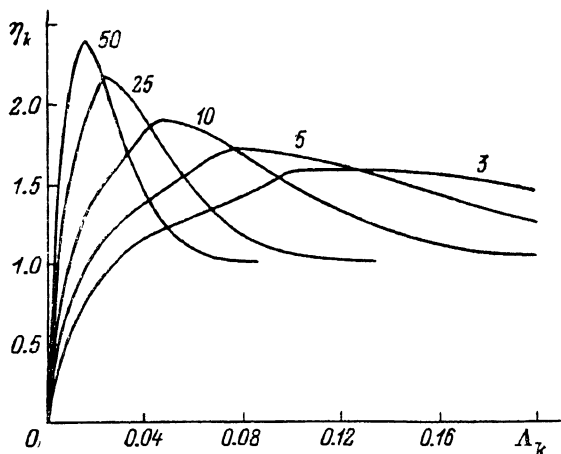
Константа  $c_k$  связана с нарушением изотропности движения распыленных атомов вблизи поверхности цилиндрического зонда [17] и вычисляется по формуле

$$c_k \approx \begin{cases} [1 - (4/7)\rho/(1 + \rho)]^{-1} & \text{при } \rho \leq 1, \\ [1/2 + (3/7)/\sqrt{2\rho(1 + \rho)}]^{-1} & \text{при } \rho \geq 1, \end{cases}$$

где

$$\rho = (R_s/R_{кат}) \sqrt{1 + m_{газ}/m_k} / \Lambda_k.$$

Результаты расчетов по формуле (2) для типовых условий разряда представлены на рис. 3. С увеличением длины свободного пробега в области



$0 < \Lambda_k \leq \Lambda_{0k}$  (где  $\Lambda_{0k}$  — критическая приведенная длина свободного пробега определена формулой (3)) все большее число распыленных атомов достигает зонда (и все меньшая часть их возвращается на катод). Это область диффузионного движе-

Рис. 3. Отношение потока атомов на зонд к потоку распыленных атомов  $\eta_k$  как функция  $\Lambda_k = \lambda_k / R_{кат}$ .  $R_s/R_{кат} = 0.1$ ;  $E_{0k}/E_T = 30$ ; отношения масс распыленного атома к массе атома рабочего газа  $m_k/m_{газ}$  указаны около кривых.

ния. В окрестности  $\Lambda_k \geq \Lambda_{0k}$  постепенно начинает сказываться вклад пролетного режима — движение становится диффузионно-пролетным. При  $\Lambda_k \gg \Lambda_{0k}$  практически все распыленные атомы движутся к зонду в пролетном режиме (стремящиеся к константе участки кривых). На рис. 3 видно, что пролетный режим для более близких отношений масс распыляемого атома и рабочего газа  $m_k/m_{газ} \rightarrow 1$  «подключается» при больших  $\Lambda_k$ . Причина в том, что релак-

сация энергии и направления движения происходит при  $m_k/m_{\text{газ}} \approx 1$  значительно быстрее, чем при  $m_k/m_{\text{газ}} \gg 1$ , и даже при больших  $\Lambda_k$  доминирует диффузионный режим движения.

Перейдем к обсуждению следующей трудности, возникающей при моделировании распыления в ТЯР с помощью газового разряда, — расчету энергетических спектров распыляющих поверхность газоразрядной камеры частиц [6, 18, 19] и на этой основе к определению абсолютных значений  $S_k$ .

Как известно [20], при распылении поверхности потоком частиц, обладающих энергетическим спектром (обозначим энергетический спектр потока ионов  $dN_n/dE$ , атомов —  $dN_a/dE$ ), поток распыленных атомов  $k$ -го компонента дается выражением

$$N_k = \int_{(E_k)_n}^{E_{\text{кат}}} \left[ \frac{dN_n(E')}{dE} + \frac{dN_a(E')}{dE} \right] S_k(E') dE', \quad (4)$$

где  $S_k(E')$  — коэффициент распыления  $k$ -го компонента при энергии распыляющего монокинетического ионного пучка.

Интегрирование ведется от пороговой энергии распыления  $k$ -го компонента  $(E_k)_n$  многокомпонентного материала до энергии катодного падения  $E_{\text{кат}}$ . Для расчета  $(E_k)_n$  может быть использована приближенная формула (полученная по аналогии с расчетом энергий сублимации двухкомпонентных материалов в работе [21])

$$(E_k)_n \approx (E_{0k})_n \cdot \theta_k,$$

где  $(E_{0k})_n$  — пороговая энергия распыления материала, состоящего только из атомов  $k$ -го компонента, а параметр  $\theta_k$  вычисляется по значениям энергий сублимации  $U_k$  отдельных компонентов, входящих в состав материала,

$$\theta_k = \left[ 1 + \sum_{j=1; j \neq k}^p \frac{U_j \rho_{0j}}{U_k} \right] \left[ 1 + \sum_{j=1; j \neq k}^p \rho_{0j} \right]^{-1},$$

здесь  $p$  — число компонентов материала,  $\rho_{0j}$  — концентрация каждого из компонентов.

Вид энергетической зависимости  $S_k(E)$  хорошо известен [3-5] в интересующей нас области энергий  $E \lesssim 20 (E_k)_n$

$$S_k(E) = S_{0k} \chi_k(E), \quad (5)$$

где

$$\chi_k(E) = [E/(E_k)_n]^{1/4} [1 - (E_k)_n/E]^{7/2},$$

коэффициент пропорциональности  $S_{0k}$  мы легко определим по результатам измерения полного потока распыленных атомов  $k$ -го компонента  $N_k$ .

Действительно, подставим (5) в формулу (4), тогда

$$S_{0k} = N_k \left\{ \int_{(E_k)_n}^{E_{\text{кат}}} \left[ \frac{dN_n(E')}{dE} + \frac{dN_a(E')}{dE} \right] \chi_k(E') dE' \right\}^{-1}. \quad (6)$$

В дальнейшем значения коэффициента распыления будем приводить для энергии катодного падения (это полезно, потому что обычно ионы с энергией, близкой к  $E_{\text{кат}}$ , дают основной вклад в распыление). Если подставить теперь полученную величину  $S_{0k}$  (6) в формулу (5) и затем выразить поток распыленных атомов  $N_k$  через массу осевших на зонде атомов  $M_k$  и коэффициент  $\eta_k$ , то придем к формуле (1), где в соответствии с формулами (5) и (6) введенный выше коэффициент получается в виде суммы двух слагаемых,

$$q_k = (q_k)_n + (q_k)_a. \quad (7)$$

Здесь

$$(q_k)_n = \frac{1}{N_n} \int_{(E_k)_n}^{E_{кат}} \frac{dN_n(E')}{dE} \chi_k(E') dE' / \chi_k(E_{кат}),$$

$$(q_k)_a = \frac{1}{N_n} \int_{(E_k)_n}^{E_{кат}} \frac{dN_a(E')}{dE} \chi_k(E') dE' / \chi_k(E_{кат}),$$

$N_n$  — поток распыляющих поверхность ионов, энергетические спектры потоков ионов  $dN_n/dE$  и быстрых атомов  $dN_a/dE$  вычислены в работах [6, 7]. Физический смысл коэффициентов  $q_k$ ,  $(q_k)_n$ ,  $(q_k)_a$  достаточно очевиден. Величина  $q_k$  показывает, какие изменения вносит в формирование распыляемого потока наличие распределения по энергиям у ионов (слагаемое  $(q_k)_n$ ) и быстрых атомов (слагаемое  $(q_k)_a$ ). При распылении монокинетическим пучком в вакууме  $(q_k)_n = 1$ . Быстрые атомы отсутствуют, т. е.  $(q_k)_a = 0$ . Таким образом, величина  $q_k$  является показателем «немонокинетичности» тяжелой компоненты плазмы. Рассчитав  $q_k$ , мы приобретаем возможность получения абсолютных коэффициентов распы-

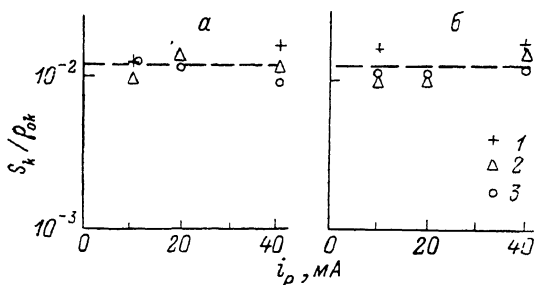


Рис. 4. Абсолютные коэффициенты распыления W (а) и Re (б) при энергии ионов 400 эВ как функция разрядного тока  $i_p$  при различных давлениях.

1 — 1, 2 — 2, 3 — 4 Тор.

ния по результатам измерений, проведенных в газоразрядной плазме. Удаётся построить для вычисления  $q_k$  простые аппроксимационные формулы, воспроизводящие с ошибкой не более 2% результаты проведенных по точным формулам (7) расчетов,

$$(q_k)_n \approx (1 + \xi^{5/2}/125) \exp \{-7.5 ((E_k)_n/E_{кат})^{7/4} + 0.32\} \xi,$$

$$(q_k)_a \approx \frac{\xi (\xi_0 - 1)}{4.5 \xi_0} \left( \frac{1 + \xi^{7/2}/625}{1 + \xi_0^{7/2}/625} \right) \exp \left[ \left( 1 + \frac{\xi}{\xi_0} \right) \left( 1 + \frac{2.5}{1 + 625 \xi^{-5/2}} \right) \right], \quad (8)$$

где  $\xi = n \sigma d_{кат}$ ,  $n$  — концентрация атомов рабочего газа,  $\sigma$  — сечение его резонансной перезарядки,  $d_{кат}$  — ширина прикатодной области падения потенциала (темного катодного пространства), параметр

$$\xi_0 = [0.196 E_{кат}/(E_k)_n + 1.514] \{1 - \exp[-(E_{кат}/(E_k)_n - 1)^2/10]\}.$$

Совокупность формул (1), (2), (8) дает возможность вычислять селективный коэффициент распыления  $S_k$  при энергии катодного падения по данным плазменных измерений, а формула (5) позволяет затем восстановить энергетическую зависимость  $S_k(E)$ .

Проверим теперь экспериментально, насколько надежны предложенные выше методы, а именно определим абсолютные селективные коэффициенты распыления и их энергетические зависимости. В качестве объекта исследования возьмем вольфрам-ренийевый сплав ВР27ВП, распыляемый в гелиевой плазме (т. е. типичный случай распыления тяжелых атомов в легком газе). Правильность развитых представлений демонстрирует рис. 4, а, б, где значения коэффициентов распыления, нормированных на свое содержание в сплаве  $S_k/\rho_{0k}$  ( $\rho_W = 0.73$ ,  $\rho_{Re} = 0.27$ ), измерены в широком диапазоне токов и давлений в разряде. Видно, что вариация как тока, так и давления разряда не приводит к существенному измерению результатов определения коэффициентов распыления  $S_k/\rho_{0k}$  и для

W, и для Re, хотя распределение распыляющих частиц по энергиям меняется при этом достаточно сильно [18, 19].

Проведем теперь восстановление энергетической зависимости  $S_{\alpha}(E)$  для W и Re описанным выше методом и сопоставим полученную кривую с известными экспериментальными результатами (рис. 5, а). На рис. 5, б, в приведены аналогичные кривые (рассчитанные по нашим экспериментальным данным) и экспериментальные результаты других авторов [5] для Mo, Ni и Ti. Из рис. 5 следует,

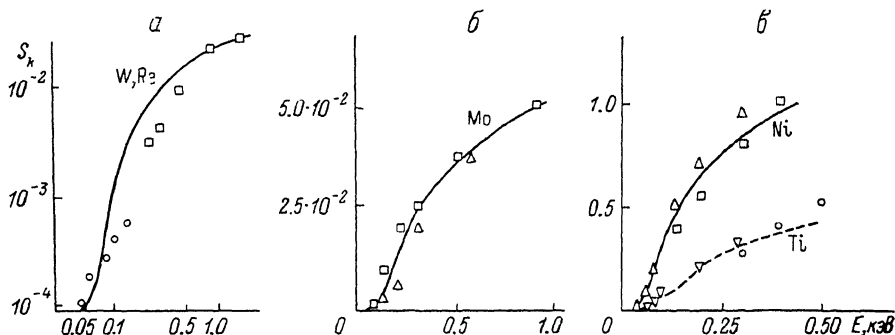


Рис. 5. Энергетические зависимости коэффициентов распыления W и Re (сплошная кривая) (а) и коэффициентов распыления  $\text{He}^+ \rightarrow \text{Mo}$  (б),  $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Ni}$ ,  $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Ti}$  (в), полученные нами по данным плазменных измерений.

Экспериментальные точки (на рис. 5, а для W) взяты из работ разных авторов (см. обзор [5]).

что газоразрядные распылительные камеры позволяют получить надежные абсолютные значения и восстанавливать их энергетические зависимости.

Таким образом, мы показали, что газоразрядная плазма является полезным инструментом для проведения модельных экспериментов по определению эрозионных свойств конструкционных материалов ТЯР. В настоящее время нет существовавших до сих пор ограничений для получения абсолютных селективных коэффициентов распыления и их энергетических зависимостей по данным, полученным в плазме.

### Список литературы

- [1] Дунаев В. В., Жиглинский А. Г., Кучинский В. В. и др. // Докл. Всесоюз. конференции по инженерным проблемам термоядерных реакторов. Л., 1977. Т. 3. С. 280—282.
- [2] Плешивцев Н. В. Катодное распыление. М.: Атомиздат, 1968.
- [3] Габович М. Д., Плешивцев Н. В., Семашко Н. Н. Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей. М.: Энергоатомиздат, 1986. 248 с.
- [4] Мартыненко Ю. В. // Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы / Под ред. В. Д. Шафранова. Ч. 3. М.: ВИНТИ, 1982. С. 119—175.
- [5] Андерсен Х., Бай Х. // Распыление твердых тел ионной бомбардировкой / Под ред. Р. Бернша. М.: Мир, 1984. С. 194—280.
- [6] Кучинский В. В., Сухомлинов В. С., Шейкин Е. Г. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 1. С. 67—72.
- [7] Кучинский В. В., Шейкин Е. Г. // Изв. вузов СССР. Сер. физ. 1987. № 8. С. 63—67.
- [8] Dupauw V. V., Kuchinsky V. V., Ziglinsky A. G. // Date base. INTOR. Phase Two. A. IAEA. Vienna, 1986. Pt II. P. 3—87.
- [9] Мирнов С. В. Физические процессы в плазме токамака. М.: Энергоатомиздат, 1983. 185 с.
- [10] Плешивцев Н. В. Физические проблемы катодного распыления. М., 1979. 88 с.
- [11] Bondansky J. // J. Nucl. Mater. 1980. Vol. 93-94. Pt A. P. 44—60.
- [12] Мазуль И. В., Саксаганский Г. Л., Дунаев В. В. // Препринт НИИЭФА. № П-А-0615. Л., 1983. 22 с.
- [13] Дунаев В. В., Измайлов А. М., Жиглинский А. Г. // Конструкционные материалы для термоядерного синтеза / Под ред. Л. И. Иванова. М.: Наука, 1983. С. 42—45.
- [14] Бондаренко А. В. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 12. С. 2535—2540.
- [15] Armour D. G., Valisadeh H. // Vacuum. 1984. Vol. 34. N 1-2. P. 235—300.
- [16] Жиглинский А. Г., Кучинский В. В., Шейкин Е. Г. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 9. С. 1718—1723.
- [17] Жиглинский А. Г., Измайлов А. М., Кучинский В. В., Сухомлинов В. С. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 9. С. 1741—1745.

- [18] Дричко Д. А., Дунаев В. В., Жиглинский А. Г. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 1987. № 1. С. 29—34.
- [19] Дричко Д. А., Дунаев В. В., Жиглинский А. Г. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 1987. № 2. С. 42—45.
- [20] Гусева М. И., Мартыненко Ю. В. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. № 4. С. 593—596.
- [21] Pletnev V. V., Semenov D. S., Telkovsky V. G. // Rad. Effects. 1984. Vol. 83. N 1-2. P. 113—120.

Ленинградский государственный университет

Поступило в Редакцию.  
21 сентября 1989 г.  
В окончательной редакции  
28 июня 1990 г.

