

НЕ МИФИ

621.039

К17

ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Б. А. Калинин, И. И. Чернов



ФАКУЛЬТЕТ  
ТЕХНИЧЕСКОЙ  
ФИЗИКИ

**РАДИАЦИОННАЯ ЭРОЗИЯ  
ПОВЕРХНОСТИ КОНСТРУКЦИОННЫХ  
МАТЕРИАЛОВ**

Москва 1986

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО  
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

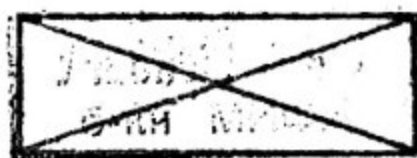
МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

---

Б.А. Калинин, И.И. Чернов

РАДИАЦИОННАЯ ЭРОЗИЯ ПОВЕРХНОСТИ КОНСТРУКЦИОННЫХ  
МАТЕРИАЛОВ

*Утверждено  
редсоветом института  
в качестве учебного пособия*



*Москва 1986*

621.039  
К17

К а л и н Б.А., Ч е р н о в И.И. Радиационная эрозия поверхности конструкционных материалов. — М.: Изд. МИФИ, 1986. — 76 с.

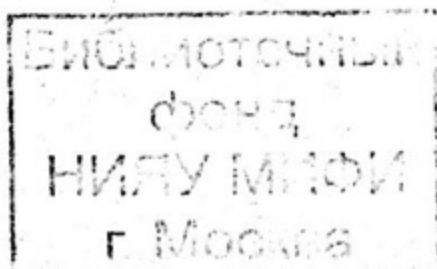
В настоящем учебном пособии изложены основные виды, механизмы и закономерности радиационной эрозии материалов при ионном облучении, способы защиты и повышения их эрозионной стойкости применительно к проблемам выбора конструкционных материалов для рабочей камеры термоядерных установок и реакторов, включая первую стенку, экраны, диафрагмы, диверторные пластины и другие узлы, подвергающиеся интенсивной бомбардировке ускоренными частицами из плазмы.

Пособие предназначено для студентов и аспирантов, специализирующихся в области радиационного материаловедения и радиационной физики твердого тела. Кроме того, оно может быть полезным для специалистов, работающих в данном направлении.

Рецензенты: А.А. Бабад-Захряпин, А.Л. Суворов



Московский инженерно-физический институт, 1986 г.



## Глава I

### УСЛОВИЯ РАБОТЫ МАТЕРИАЛОВ РАБОЧЕЙ КАМЕРЫ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

Основными продуктами D-T реакции синтеза являются нейтроны ( $E = 14,08$  МэВ), которые выносят 80% энергии реакции, пронизывают первую стенку и поглощаются в бланкете, и ядра гелия ( $E = 3,48$  МэВ), энергия которых в основном расходуется в плазме на компенсацию энергетических потерь и поддержание необходимой температуры плазмы, а частично выносятся на стенку ( $\sim 10\%$ ). Тепловое и корпускулярное излучение плазмы в виде отходов реакции синтеза (ионы дейтерия, трития, электроны, ионы и нейтралы примесей, тормозное и циклотронное излучение) и вторичное гамма-излучение из бланкета воспринимаются первой стенкой. В конечном итоге в стенке реактора выделяется 15–25%, а в бланкете — 85–75% энергии D-T реакции синтеза.

Распределение энергии плазмы по видам излучения определяется классом термоядерного реактора (ТЯР) и способом удержания плазмы. В реакторах с магнитным удержанием 20% энергии реакции синтеза, уносимой ионами гелия ( $\alpha$ -частицами), перераспределяется в плазме таким образом, что на стенку выносятся в виде тормозного и циклотронного излучения 8%, а частицами, включая электроны, ионы и нейтральные атомы, — 12% энергии. Энергетический спектр излучения, ожидаемый в реакторах с магнитным удержанием, представлен в табл. 1, из которой следует, что все виды излучения в термоядерном реакторе имеют достаточно широкие энергетические интервалы.

Таблица 1

Возможные потоки и энергии частиц и излучения на первую стенку  
реактора-токамака

Тип излучения	Энергия E, кэВ	Плотность потока $\varphi \cdot 10^{-2}$ , А/м <sup>2</sup>
Нейтроны	$14,08 \cdot 10^3$	1,6–160
Нейтроны	до $14,08 \cdot 10^3$	16–160
$D^0, D^+, T^0, T^+$	$\leq (1-5) \cdot 10^2$	16–1600
$\alpha$ -Частицы	$\leq (1-3,5) \cdot 10^3$	0,16–16
Ионы примесей	$10^{-3}-10$	0,016–1,6

Тип излучения	Энергия $E$ , кэВ	Плотность потока $\varphi \cdot 10^{-2}$ А/м <sup>2</sup>
Электроны	$10^{-3} - 10^2$	1,6 - 160
Электромагнитное излучение	$10^{-6} - 10$	1 МВт/м <sup>2</sup>

По современным представлениям физики плазмы энергии ионов дейтерия и трития, падающих на первую стенку, будут определяться температурой поверхностных слоев плазмы ( $100 \div 1000$  эВ). Так, в реакторе ИНТОР средняя энергия этих ионов принята равной 200 эВ, а поток частиц (50% дейтронов и 50% тритонов) на стенку принят равным  $3,3 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Энергетический спектр ионов гелия будет иметь широкое распределение, определяемое условиями термализации плазмы, и без учета угла их падения на стенку может быть представлен в виде:

$$f_{\alpha} = A \delta(E - E_{\alpha}) + B \sqrt{E} \left[ \exp\left(-\frac{E}{T_1}\right) + \beta \left(-\frac{E}{T_2}\right) \right] + C, \quad (1)$$

где  $E$  — энергия ионов;  $T_1$  — средняя температура более холодного (наружного) слоя плазмы;  $T_2$  — средняя температура внутренних горячих слоев плазмы;  $\beta$  — доля горячих частиц, падающих на стенку ( $\beta \sim 10^{-3}$ );  $A, B, C$  — константы.

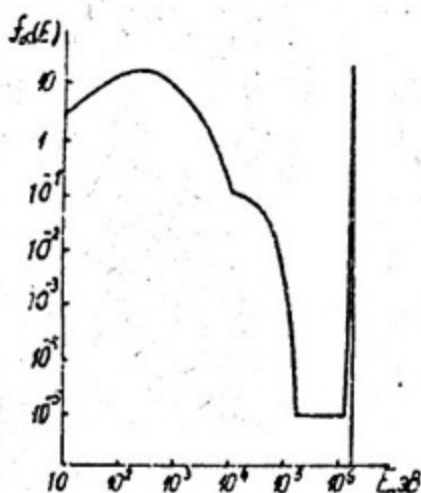


Рис. 1. Распределение  $\alpha$ -частиц по энергиям в реакторе-токамаке

График функции  $f_{\alpha}$  представлен на рис. 1, из которого видно, что распределение имеет три характерных участка: максимумы в районе 1 кэВ и 10–80 кэВ и острый пик при энергии 3,5 МэВ. Средняя энергия  $\alpha$ -частиц будет  $\sim 100$  кэВ. Поэтому интерес представляют результаты исследования радиационной стойкости и, в частности, разрушения поверхности первой стенки, под действием корпускулярного излучения с энергией от десятков электронвольт до десятков килоэлектронвольт для протонов, дейтронов, тритонов и до нескольких мегаэлектронвольт для гелия. Эти оценки применимы также и для выбора материалов диверторных пластин. Потoki ионов на первую стенку и диверторные пластины, как видно из табл. 1, могут изменяться в широких пределах в зависимости от класса реактора.

Следует отметить, что для реакторов с магнитным удержанием плазмы, работающих в циклическом режиме, характерными являются срывы плазмы на стенку, сопровождаемые мощным локальным тепловым и радиационным излучениями в сотни мегаджоулей на квадратный метр за время 2–20 мс. Так, в реакторе ИНТОР за ресурсный период длительностью  $7,1 \times 10^5$  циклов предполагается 1080 срывов плазмы с выделением 220 МДж за время 20 мс в каждом. Наряду с этим между плазмой и первой стенкой возникают униполярные дуги.

В целом следует подчеркнуть, что в реакторах с магнитным удержанием плазмы первая стенка будет подвергаться радиационному воздействию в виде нейтронов, ионов, нейтральных атомов, электронов,  $\gamma$ -квантов, периодических срывов плазмы и униполярных дуг.

Спектр радиационного излучения на первую стенку в реакторах инерционного удержания зависит от структуры топливной мишени и состава атмосферы во взрывной камере. Энергия микровзрыва  $D-T$  мишени (таблетки) распределена между нейтронами и другими видами излучения (ионы,  $\gamma$ -излучение, осколки мишени) в соотношении (55–77)% к (45–23)%. Предполагаемое энергетическое распределение излучения при взрыве  $D-T$  мишени представлено в табл. 2 на примере реактора *MPLCTR*. При использовании многослойных мишеней с оболочкой из тяжелых элементов энергия микровзрыва в 100 МДж может быть распределена между носителями энергии следующим образом: 71 МДж – нейтроны со средней энергией 12 МэВ; 7,4 МДж – ионы  $D^+$  с  $\bar{E} = 1,7$  кэВ,  $T^+$  с  $\bar{E} = 2,55$  кэВ,  $He^+$  с  $\bar{E} = 3,4$  кэВ,  $Li^+$  с  $\bar{E} = 5,9$  кэВ,  $P^+$  с  $\bar{E} = 176$  кэВ и 20 МДж в виде  $\gamma$ -излучения с различной длиной волны. Часть энергии микровзрыва может выделяться в виде теплового излучения с характерной температурой порядка сотен электронвольт.

Таблица 2

Состав излучения на первую стенку лазерного ТЯР

Вид излучения	Доля энергии, %	Количество частиц в импульсе	Средняя энергия частиц, МэВ
Нейтроны	77	$3,3 \cdot 10^{19}$	14
$\alpha$ -частицы, покидающие плазму	7	$2,2 \cdot 10^{19}$	2
Рентгеновское излучение	1	–	$4 \cdot 10^{-3}$
Кинетическая энергия частиц плазмы:	15		
$\alpha$ -частицы		$1,3 \cdot 10^{19}$	0,6
дейтроны		$1,2 \cdot 10^{20}$	0,3
тритоны		$1,2 \cdot 10^{20}$	0,4

В ТЯР с инициированием микровзрыва пучками ионов для лучшей транспортировки ионного пучка к мишени рабочая (взрывная) камера заполняется газом (давление  $6 \div 100$  кПа), что существенно изменяет характер радиационного воздействия продуктов микровзрыва на первую стенку. В зависимости от плотности газа возможны два случая: излучение мишени поглощается первой стенкой; энергия излучения поглощается плазмой, заполняющей магнитную ловушку, а затем сбрасывается этой плазмой на стенку. В первом случае, так как длина пробега квантов с энергией 200—400 эВ мала, вся энергия поглощается поверхностным слоем стенки и образуется плазма, которая будет расширяться навстречу потоку, поглощая падающее излучение и создавая импульс давления на стенку (ударная волна). Во втором случае энергия из объема плазмы будет уходить на стенку камеры излучением или электронной теплопроводностью. Следовательно, наличие в камере газа с начальной концентрацией  $\sim 6 \cdot 10^{24}$  ат/м<sup>3</sup> позволит существенно ( $\sim 500$  раз) снизить интенсивность тепловых потоков на первую стенку. Следует также подчеркнуть, что газовая среда замедляет и движение осколков микровзрыва. Например, в рабочей камере установки "Ангара" при микровзрыве образуется скачок давления на первую стенку величиной 10 МПа за время действия  $10^{-3}$  с, что может вызвать упруго-пластическое деформирование и возникновение затухающих колебаний стенки после каждого микровзрыва.

В импульсных термоядерных реакторах (ИТЯР) с лайнером радиационное воздействие плазмы на стенку будет в значительной степени ослаблено, так как заметная доля энергии плазмы будет расходоваться на испарение лайнера.

Один из способов защиты первой стенки ИТЯР — использование жидкометаллического или жидкосолевого слоя. В этом случае воздействие фотонов и заряженных частиц приводит к разлету прогретого излучением слоя защиты, сопровождающемуся образованием в глубине слоя ударных волн, воздействующих на корпус камеры. При наличии в жидкости газовых пузырьков амплитуда волн разгрузки становится достаточно малой и, следовательно, ударное воздействие на корпус камеры будет значительно ослаблено. В случае незащищенной стенки специфика радиационного и теплового воздействия на первую стенку импульсного реактора состоит в мгновенном прогреве поверхностного слоя вещества, что может привести к отколам этого слоя при сравнительно небольших ( $\Delta T \sim 100$  К) перепадах температуры.

Таким образом, радиационное воздействие на первую стенку ТЯР с инерционным удержанием будет определяться нейтронами, ионами, осколками мишени, излучением, атомами среды, заполняющей камеру (лайнера). В целом, во всех классах ТЯР суммарное радиационное воздействие плазмы

на стенку и бланкет приведет к объемным и поверхностным повреждениям (изменениям) структуры материалов, степень которого будет определяться параметрами плазмы (микровзрыва).

## Глава 2

### ОСНОВНЫЕ ВИДЫ РАДИАЦИОННОГО РАЗРУШЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ

В зависимости от типа, энергии и плотности потока бомбардирующих частиц, температуры и вида твердого тела различают следующие механизмы эрозии: физическое и химическое распыление, шелушение, испарение и выброс материала униполярными дугами. Основным показателем, характеризующим склонность твердого тела к радиационному разрушению, является коэффициент эрозии ( $S$ ), определяемый как среднее число атомов, удаляемых из поверхностного слоя твердого тела одной падающей частицей. Таковыми частицами могут быть ионы, атомы, нейтроны, электроны и фотоны с большой энергией.

#### 2.1. Распыление материалов

Распыление, т.е. удаление поверхностных атомов при бомбардировке твердого тела ускоренными частицами, происходит в результате столкновений налетающих частиц с атомами приповерхностного слоя твердого тела. Данное явление впервые было обнаружено в 1852 г. на катоде тлеющего разряда, поэтому его ранее называли "катодным распылением". Интенсивность процесса распыления характеризуют коэффициентом распыления  $S$ . Распыление происходит при взаимодействии веществ в двух разных состояниях, таких, как горячая плазма и твердое тело, или при соударении направленного пучка быстрых частиц с поверхностью. На катоде в электрическом газовом разряде распыление вызывается потоком быстрых ионов, образующихся в области катодного падения потенциала. Распыление наблюдается также в ускорителях: в источнике ионов, на диафрагмах и мишенях. Исследование процесса распыления имеет важное значение с точки зрения определения эрозионной стойкости материалов, а также применения его для анализа поверхности, поверхностного травления и получения тонких пленок.

При определении коэффициента распыления и подсчете числа удаленных атомов необходимо учитывать только атомы твердого тела, а первичные частицы, которые претерпели отражение или повторную эмиссию, не принимают во внимание. Подобное разделение нельзя осуществить при самораспылении, т.е. при бомбардировке ионами тех атомов, из которых состоит само твердое тело. Если коэффициент самораспыления равен единице, то это означает, что в среднем в пересчете на одну первичную частицу один атом удаляется из поверхностного слоя или отражается от него.

Коэффициент распыления имеет смысл вводить только тогда, когда число удаляемых атомов пропорционально числу падающих частиц. Это практически всегда выполняется. Вообще говоря, коэффициент распыления зависит от типа распыляемого материала, его состояния и, в особенности, от структуры и состава поверхности, а также от энергии, массы и дозы падающей частицы и геометрии эксперимента. Достоверные экспериментальные значения величины  $S$  обычно лежат в интервале  $10^{-5} \lesssim S \lesssim 10^{-3}$  атомов на одну частицу. Эти величины свидетельствуют о том, что число атомов, распыляемых одной налетающей частицей, является статистической величиной.

Отметим традиционное разделение распыления на физическое и химическое\*. Первое означает передачу кинетической энергии от падающей частицы атомам мишени и последующий вылет через поверхность тех атомов, которые имеют достаточную скорость для преодоления поверхностных сил со стороны мишени. Второе означает химическую реакцию, вызываемую падающими частицами, в результате которой на поверхности мишени образуется нестабильное соединение. Физическое распыление происходит при энергиях падающих частиц, измеряемых десятками и сотнями электронвольт и распространяется до мегаэлектронвольтовой области, но оно ослабевает в области нескольких электронвольт, в противоположность химическому распылению, которое может иметь место вплоть до очень низких энергий.

Физика процесса распыления тесно связана с явлениями атомных столкновений и прохождением частиц через вещество. Наиболее изученной частью распыления является распыление металлов ионной бомбардировкой. Считается, что в этом случае доминирует так называемое распыление за счет прямого выбивания атомов из равновесных положений в твердом теле. Элементарным процессом здесь является каскад атомных столкновений, представляющий собой следующее: падающий ион выбивает атомы из положения равновесия в мишени и приводит их в движение; эти атомы движутся

---

\* В дальнейшем, если не оговорено особо, под термином "распыление" будем подразумевать только физическое распыление.

в веществе, сталкиваются с другими атомами и при определенных обстоятельствах выбивают их из мишени. Такой механизм взаимодействия атомов, образующий каскад атомных столкновений, считается наиболее универсальным, и при соответствующих энергиях применим к рассмотрению бомбардировки всех твердых тел ионами и некоторыми другими частицами. Однако распыление за счет прямого выбивания — не всегда доминирующий механизм распыления. Ионизирующее излучение, например, рентгеновское, электронное и т.д., также может вызывать вполне заметное разрушение поверхности. Этот класс явлений в настоящее время активно исследуется.

Итак, необходимо подчеркнуть следующее: 1) эрозия из-за распыления — не единственный эффект, наблюдающийся при бомбардировке частицами; и наоборот, 2) не всякое разрушение поверхности при бомбардировке частицами следует относить к распылению.

Для выбивания атома с поверхности достаточно несколько электронвольт. Из энергетических спектров распыленных атомов видно, что большинство атомов также имеет энергию порядка нескольких электронвольт. Таким образом, в большинстве случаев только небольшая часть начальной энергии идет на распыление, а остальная превращается в тепло и расходуется на образование объемных радиационных нарушений, например, на ионизацию, разупорядочение и т.д. Это особенно важно знать при изучении распыления в случае длительной бомбардировки.

### *2.1.1. Классификация типов распыления*

Распыление за счет прямого выбивания. В случае металлических мишеней наиболее существенны процессы упругих столкновений. Например, скорость ионов аргона с энергией 10 кэВ равна  $\sim 10^{-3}$  скорости света. Расстояние, равное 10 нм, такой ион в вакууме проходит примерно за  $10^{-3}$  с. Это намного больше времени релаксации электронов проводимости ( $\sim 10^{-19}$  с). Поэтому падающая частица, если и отдает часть энергии на возбуждение электронов, то эта энергия мгновенно распределится между всеми электронами и не приведет к выбиванию атомов.

При рассмотрении упругих столкновений в металлах можно выделить три качественно различных случая (рис. 2): режим первичного выбивания атомов (а); режим линейных каскадов (б); режим тепловых пиков (в). В режиме первичного выбивания бомбардирующий ион передает энергию атомам мишени, которые могут после небольшого числа дальнейших столкновений выйти через поверхность, если их скорость достаточна для преодоления поверхностных сил связи; в двух других случаях выбиваемые атомы получают энергию, достаточную для выбивания вторичных, третичных и

т.д. атомов, часть которых может достичь поверхности мишени и преодолеть поверхностный барьер. В режиме линейных каскадов пространственная плотность движущихся атомов мала, а в режиме тепловых пиков велика.

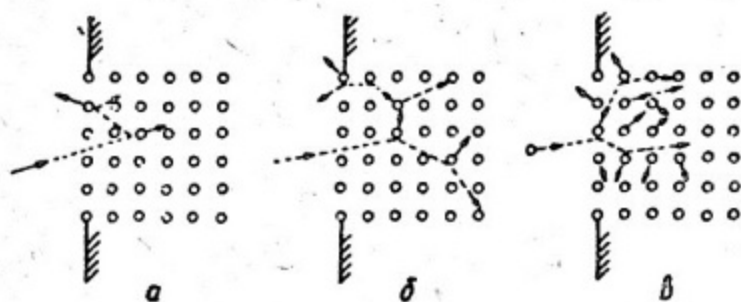


Рис. 2. Три режима распыления в модели упругих столкновений

Если считать, что атомы вылетают из определенного слоя толщиной  $\Delta x_0$ , то коэффициент распыления должен быть пропорционален числу выбитых атомов в этом слое. В режиме первичного выбивания атомов это число определяется в основном соответствующим эффективным сечением; в режиме линейных каскадов оно пропорционально энергии, выделяющейся на единице глубины; в режиме тепловых пиков можно говорить о некоей температуре, соответствующей энергии, поглощенной в единице объема, и определять коэффициент распыления по давлению паров при этой температуре.

Весьма приближенно можно сказать, что распыление в режиме первичного выбивания происходит при энергиях порядка единиц и десятков электронвольт для всех ионов, кроме очень легких (например,  $H^+$ ), для которых из-за малой эффективности передачи энергии распыление происходит при энергиях порядка нескольких килоэлектронвольт. Область линейных каскадов соответствует энергиям от единиц килоэлектронвольт до мегаэлектронвольтового диапазона для всех ионов, кроме самых тяжелых, которые быстро тормозятся и обычно создают тепловые пики.

Распыление за счет электронного возбуждения возможно, например, на диэлектриках, в которых время жизни возбуждаемого электронного состояния может быть достаточно большим для того, чтобы энергия возбуждения перешла в кинетическую энергию атома.

### 2.1.2. Теоретическое описание распыления

В разное время рассматривали несколько механизмов физического распыления. Первоначально полагали, что оно происходит в результате импульсного термического испарения из-за сильного локального разогрева

материала. В предположении, что разогрев материала происходит около точки падения иона, рассматривали модель горячего пятна, а в случае разогрева выбитым атомом мишени — модель теплового клина. Однако последующие более тщательные исследования углового распределения и скорости распыленных частиц, а также эксперименты по распылению монокристаллов позволили установить, что оно обусловлено процессами передачи импульса энергии налетающими ионами атомам мишени, а не нагревом. В конце 60-х годов были развиты теории распыления аморфных и поликристаллических мишеней, основанные на модели каскадов атомных столкновений, которые для простых веществ довольно хорошо описывают зависимость коэффициента распыления от условий бомбардировки (энергия, угол падения и вид ионов) и материала мишени. Из существующих в настоящее время теорий распыления наиболее признанной и удовлетворительно описывающей (для простых веществ) экспериментальные результаты является теория П. Зигмунда, поэтому рассмотрим ее основные положения подробнее.

Согласно теории П. Зигмунда, в первом приближении коэффициент распыления определяется выражением:

$$S(E, \theta) = \Lambda F(x=D, E, \cos \theta), \quad (2)$$

где  $\Lambda = \frac{3}{4\pi^2} \cdot \frac{1}{N C_0 U_0}$  — константа, определяемая свойствами материала мишени;  $F$  — функция распределения энергии, выделяющейся на глубине проникновения ионов ( $x$ ) в слое толщиной ( $dx$ );  $E$  — энергия налетающих частиц;  $\theta$  — угол между нормалью к поверхности мишени и ионным пучком (угол падения ионов);  $U_0$  — высота поверхностного потенциального барьера (обычно приравнивают к энергии сублимации);  $C_0$  — константа, равная

$$C_0 = \frac{\pi}{2} \lambda_0 a_{BM}^2, \quad (3)$$

где  $\lambda_0 \approx 24$ ;  $a_{BM} = 2,19 \cdot 10^{-2}$  нм (константа межатомного потенциала Борна-Майера).

Функция распределения энергии, выделяющейся в слое ( $x, dx$ ), зависит от атомного номера и энергии бомбардирующих ионов как:

$$F(x=D, E, \cos \theta) = \alpha N S_n(E), \quad (4)$$

где  $S_n(E)$  — поперечное сечение торможения;  $N$  — плотность атомов в единице объема;  $\alpha$  — безразмерная величина.

Таким образом, исходя из (2) и (4) коэффициент распыления по теории П. Зигмунда определяется по формуле:

$$S = \frac{3}{4x^2} \cdot \frac{\alpha S_n}{C_0 U_0} \approx 0,042 \frac{\alpha S_n}{U_0} \quad (5)$$

Параметр  $\alpha$  зависит от угла падения ионов, отношения масс  $M_2/M_1$  (индекс 1 соответствует бомбардирующей частице, 2 — мишени) и безразмерной энергии  $\varepsilon$ , равной:

$$\varepsilon = \frac{M_2 E_1}{M_1 + M_2} / \frac{z_1 z_2 e^2}{a_0} \quad (6)$$

где  $z_1$  и  $z_2$  — массовые числа, соответствующие  $M_1$  и  $M_2$ ;  $e$  — заряд электрона;  $a_0$  — первый Боровский радиус.

Зависимость коэффициента распыления от угла падения ионов (вплоть до  $\theta \sim 70^\circ$ ), в общем случае имеет вид:  $S(\theta) = S(0)(\cos \theta)^{-n}$ . Обычно показатель степени  $n$  составляет около 5/3, однако для легких ионов при выполнении условия  $M_2/M_1 \gg 1$  наиболее хорошее соответствие с экспериментальными результатами дает зависимость  $(\cos \theta)^{-1}$ .

П. Зигмунд и Р. Вейсманн применили вышеописанный механизм для вычисления коэффициентов распыления аморфных и поликристаллических тел при бомбардировке их легкими ионами ( $H^+$ ,  $D^+$ ,  $He^+$ ) с энергиями от 1 кэВ до 1 МэВ и показали, что при облучении материалов легкими ионами коэффициент распыления имеет максимум в области энергий  $\varepsilon = 1 \div 10$ .

Таким образом, основные выводы импульсной теории П. Зигмунда применительно к условиям распыления материалов легкими ионами следующие:

- 1) коэффициент распыления зависит от энергии бомбардирующих ионов и имеет пологий максимум в интервале энергий  $\varepsilon = 1 \div 10$  в зависимости от вида иона и материала мишени;
- 2) зависимость коэффициента распыления от угла падения ионов определяется функцией  $S(\theta) = S(0)/\cos \theta$ ;
- 3) коэффициент распыления является функцией массы и атомного номера атомов мишени и бомбардирующих ионов.

Следует отметить, что хотя теория П. Зигмунда достаточно хорошо описывает характер изменения коэффициентов распыления материалов в зависимости от условий облучения, численные значения  $S$  могут отличаться в 2–3 раза по сравнению с экспериментальными величинами. Кроме этого, теория применима в основном для простых веществ. Поэтому на основе теории П. Зигмунда были разработаны другие методы определения коэффициентов распыления материалов с использованием некоторых экспериментальных значений  $S$ . Так, М.И. Гусева и Ю.В. Мартыненко предложили вычисление коэффициентов распыления с помощью теоретической зависимости  $S$  от энергии и массы иона по экспериментальному значению коэффициента распыления данного материала, полученному при какой-

либо энергии. Ими предложено выражение для определения коэффициента распыления при бомбардировке легкими ионами в виде:

$$S = \Lambda E \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} (\kappa_1^{2/3} + \kappa_2^{2/3})^{-1} f(\varepsilon), \quad (7)$$

где  $f(\varepsilon)$  – функция, зависящая от энергии (в безразмерных единицах) и типа ионов.

Используя выражение (7) и экспериментальное значение коэффициента распыления  $S$  для одного из легких ионов ( $H^+$ ,  $D^+$ ,  $T^+$ ,  $He^+$ ), можно определить коэффициент  $\Lambda$  данного материала. Затем, зная  $\Lambda$  и  $f(\varepsilon_x)$  для любой представляющей интерес энергии ионов  $\varepsilon_x$ , по формуле (7) можно определить коэффициент распыления при данной энергии  $\varepsilon_x$  для любого легкого иона.

Смитом развит метод определения коэффициента распыления, также основанный на использовании положений теории П. Зигмунда (характер зависимостей) и экспериментальных результатов (значения коэффициентов распыления). В общем виде коэффициент распыления по Смицу определяется выражением:

$$S = \frac{C}{U_0} f(\kappa, M) g(\kappa, E), \quad (8)$$

где  $C$  – константа;  $f(\kappa, M)$  – функция, описывающая зависимость коэффициента эрозии от атомного номера и массы падающей частицы и материала мишени;  $g(\kappa, E)$  – функция, определяющая энергетическую зависимость.

Для получения функции  $f(\kappa, M)$  можно использовать упрощенное выражение зависимости коэффициента распыления от массы и атомного номера бомбардирующей частицы и матрицы из теории П. Зигмунда:

$$f(\kappa, M) = \kappa_1 \kappa_2 \frac{M_1}{M_2}. \quad (9)$$

Калибровочная константа  $C$  и значения функции  $g(\kappa, E)$ , получают полуэмпирически на основе экспериментальных данных:

$$g(\kappa, E) = \frac{\kappa_1 \kappa_2 E}{(E + 50 \kappa_1 \kappa_2)^2}. \quad (10)$$

Таким образом, Смит получил результирующее выражение для определения коэффициента распыления в виде:

$$S = \frac{20}{U_0} (\kappa_1 \kappa_2)^2 \frac{M_1}{M_2} \frac{E}{(E + 50 \kappa_1 \kappa_2)^2}. \quad (11)$$

Уравнение (11) позволяет определять значения коэффициентов распыления в зависимости от материала мишени ( $M_2, \alpha_2$ ), вида и энергии ионов ( $M_1, \alpha_1, E$ ). Сравнение расчетных кривых  $S = f(E)$  для железа, ниобия, молибдена, вольфрама и углерода с экспериментальными значениями коэффициентов распыления показывает хорошее соответствие этих значений для простых веществ. Однако метод Смита не учитывает зависимость коэффициента распыления от угла падения ионов.

Позднее это было учтено в полуэмпирическом выражении, позволяющем определить зависимость коэффициента распыления от энергии и угла падения ионов. В общем виде коэффициент распыления представлен как произведение двух функций  $S_1(E)$  и  $S_2(\theta)$ , описывающих зависимость коэффициента от энергии и угла падения ионов, соответственно. Предложенные на основе экспериментальных данных полуэмпирические выражения для этих функций выглядят как:

$$S_1(E) = S_0 \frac{(\ln y)^{1+c/y}}{y^{1+b/y}}, \quad \text{если } y \geq 1, \quad (12)$$

$$S_2(\theta) = [\exp(gx)^2(1-x^2)]^h, \quad \text{если } y < 1, \quad (13)$$

где  $y = E/E_0$ ;  $x = 2\theta/\alpha$ ;  $g = 1/(1-x_m^2)$ ;  $h = \frac{\ln S_{2m}}{gx_m^2 + \ln(1-x_m^2)}$ ;

$E_0$  — пороговая энергия, ниже которой распыления не происходит;  $S_0, c, b, h$  — константы, определяемые эмпирически;  $x_m$  и  $S_{2m}$  — значения соответствующих величин в положении максимума функции  $S_2(\theta)$ , которые определяются также экспериментально.

Для малых энергий ионов ( $E_0 < E \leq 20E_0$ ) и соотношения масс  $M_1/M_2 \leq 0,4$  экспериментально определенные коэффициенты распыления хорошо коррелируют со значениями, вычисленными по эмпирическому выражению:

$$S = 6,4 \cdot 10^{-3} M_2 \xi^{5/3} y^{1/4} (1 - 1/y)^{7/2}, \quad (14)$$

где  $\xi = 4M_1M_2/(M_1 + M_2)^2$ .

Определение величины коэффициента распыления из теории П. Зигмунда и полуэмпирических выражений (7), (10), (13) — (14) в некоторых случаях, как было показано выше, дает хорошее соответствие с экспериментальными значениями. Однако в общем случае эти выражения не учитывают влияния ряда факторов, важных применительно к реальным условиям бомбардировки материалов, например, в ТЯР (углы падения, энергетический спектр ионов, состав материала, его селективное распыление, структура материала и т.д.), поэтому использование расчетных значений

коэффициентов распыления, по-видимому, целесообразно на начальном этапе предварительного отбора эрозионностойких материалов. Для их окончательного выбора необходимо экспериментальное исследование распыления в условиях, приближенных к реальным.

### *2.1.3. Основные экспериментальные результаты по изучению распыления применительно к термоядерным установкам*

Большинство экспериментальных исследований по распылению материалов посвящено изучению зависимостей коэффициентов распыления от энергии, угла падения, массы и атомного номера бомбардирующих ионов, состава материала и температуры мишени. С точки зрения выбора конструкционных материалов для термоядерных установок и реакторов значительный интерес представляют результаты по изучению распыления перспективных материалов ионами изотопов водорода и гелия, быстрыми нейтронами, примесями и элементами, входящими в состав конструкционного материала (так называемое самораспыление). Основные методы определения коэффициентов распыления следующие: по потери веса мишени; определение толщины распыленного слоя с помощью обратного резерфордского рассеяния высокоэнергетических ионов; метод активации приповерхностного слоя мишени; спектроскопия обратнорассеянных ионов или распыленных атомов.

Изучение распыления различных материалов в большинстве случаев проводится с помощью моноэнергетических пучков ионов и в плазме тлеющего разряда. Такие исследования позволяют получать количественные значения коэффициентов эрозии при различных энергиях, температурах и дозах, изучать механизмы радиационной эрозии и, на основании полученных данных, проводить сравнительную оценку стойкости материалов к разрушению поверхности, осуществлять предварительные расчеты утонения первой стенки и загрязнения плазмы.

В настоящее время имеется большое количество экспериментальных результатов по измерению коэффициентов распыления (более 7000 работ). Вследствие ограниченности объема учебного пособия рассмотрим кратко лишь основные экспериментальные закономерности распыления.

На рис. 3а -- 3в представлены энергетические зависимости коэффициентов распыления нержавеющей стали, углерода и молибдена от энергии бомбардирующих частиц, рассматриваемых в качестве перспективных материалов для узлов разрядной камеры ТЯР. Приведенные результаты показывают, что коэффициент распыления легкими ионами имеет пологий максимум в интервале энергий  $1-10$  кэВ в зависимости от вида материала и иона и увеличивается с ростом массы бомбардирующей частицы. Подобные

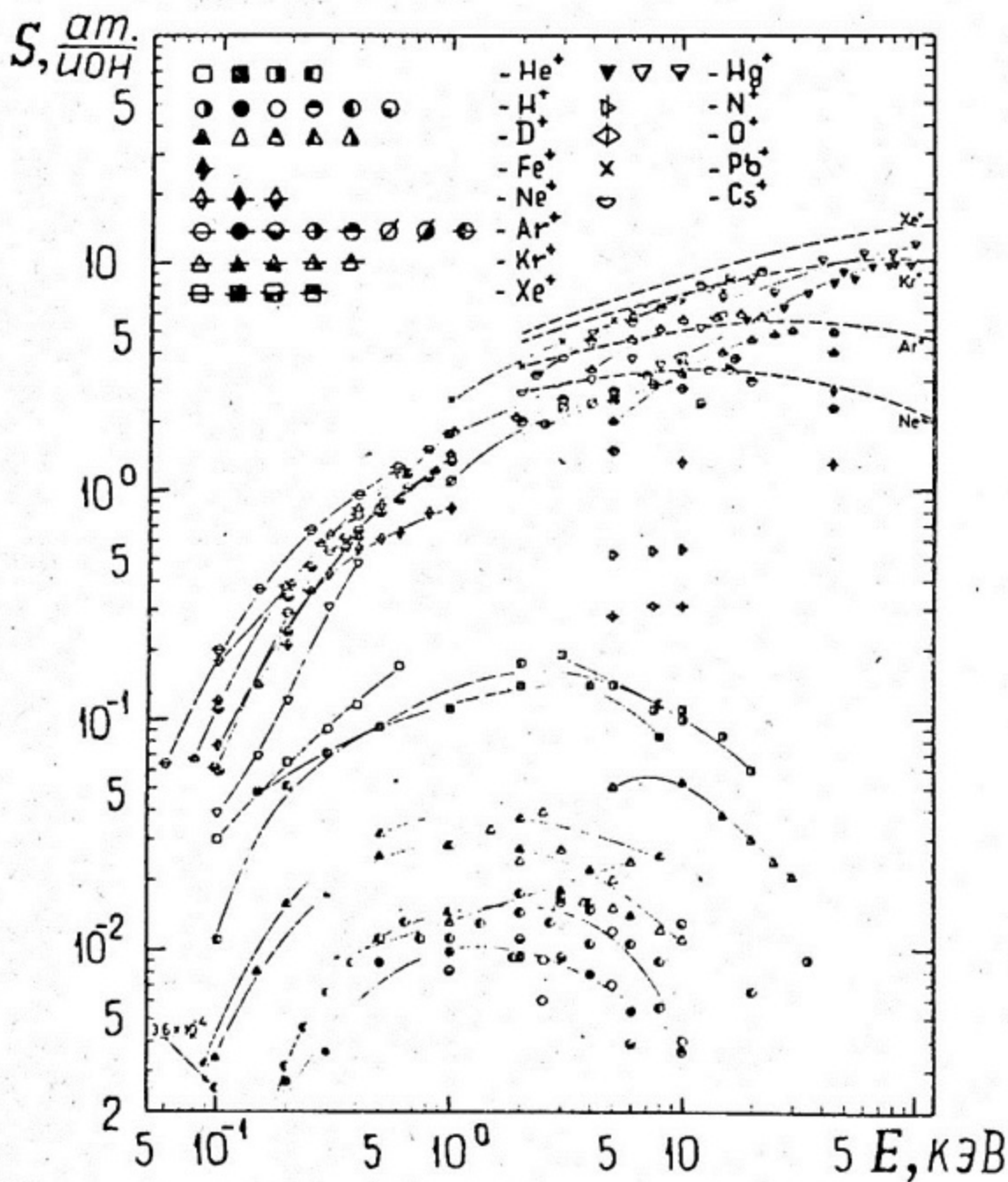


Рис. 3а. Экспериментальные значения коэффициента распыления нержавеющей стали (железа)

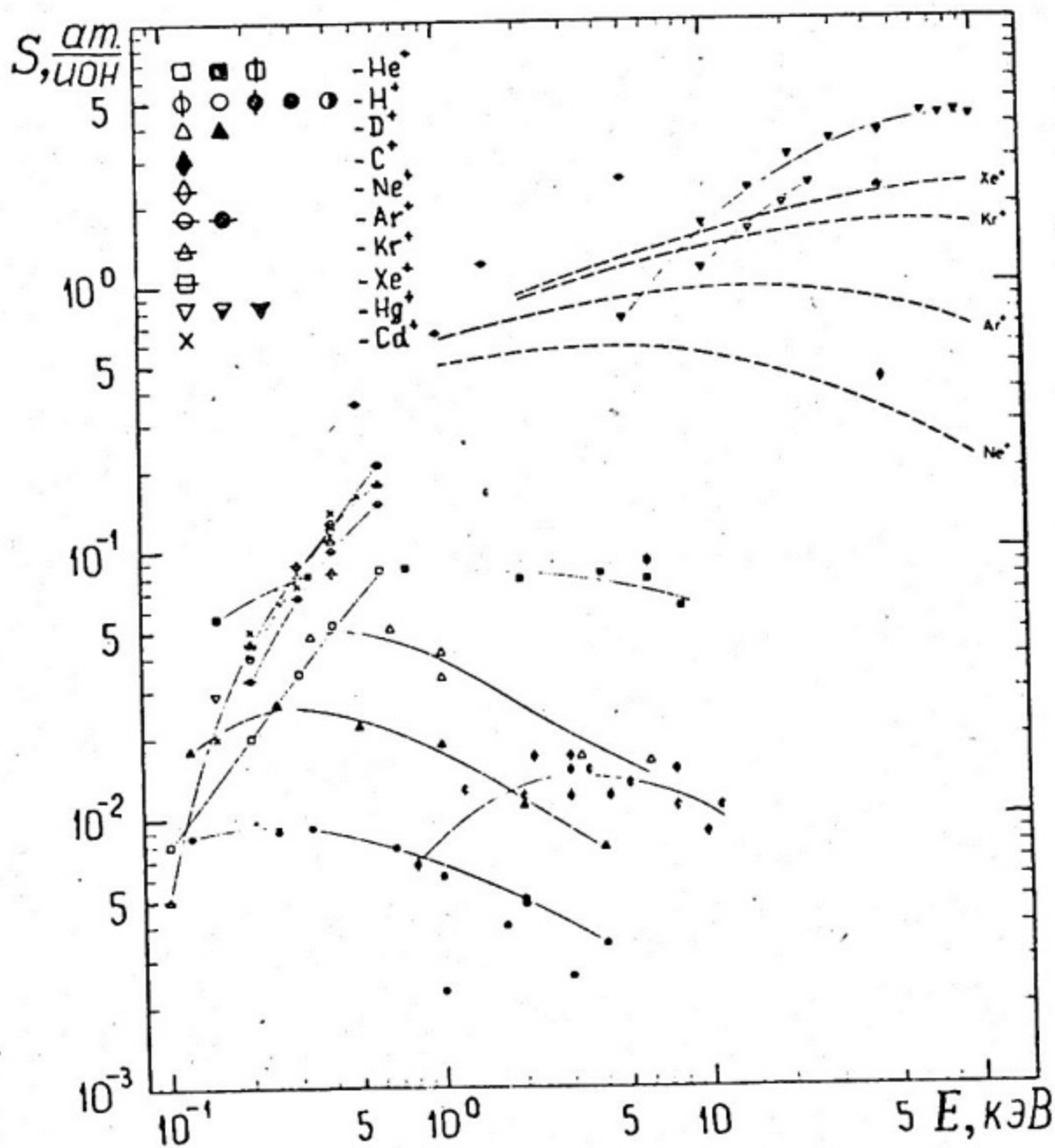
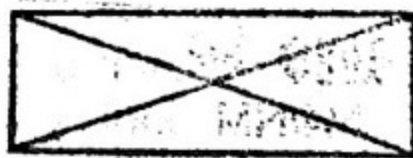


Рис. 36. Экспериментальные значения коэффициента распыления углерода

Библиотечный  
 фонд  
 2-530  
 НИИУ МИФИ  
 г. Москва



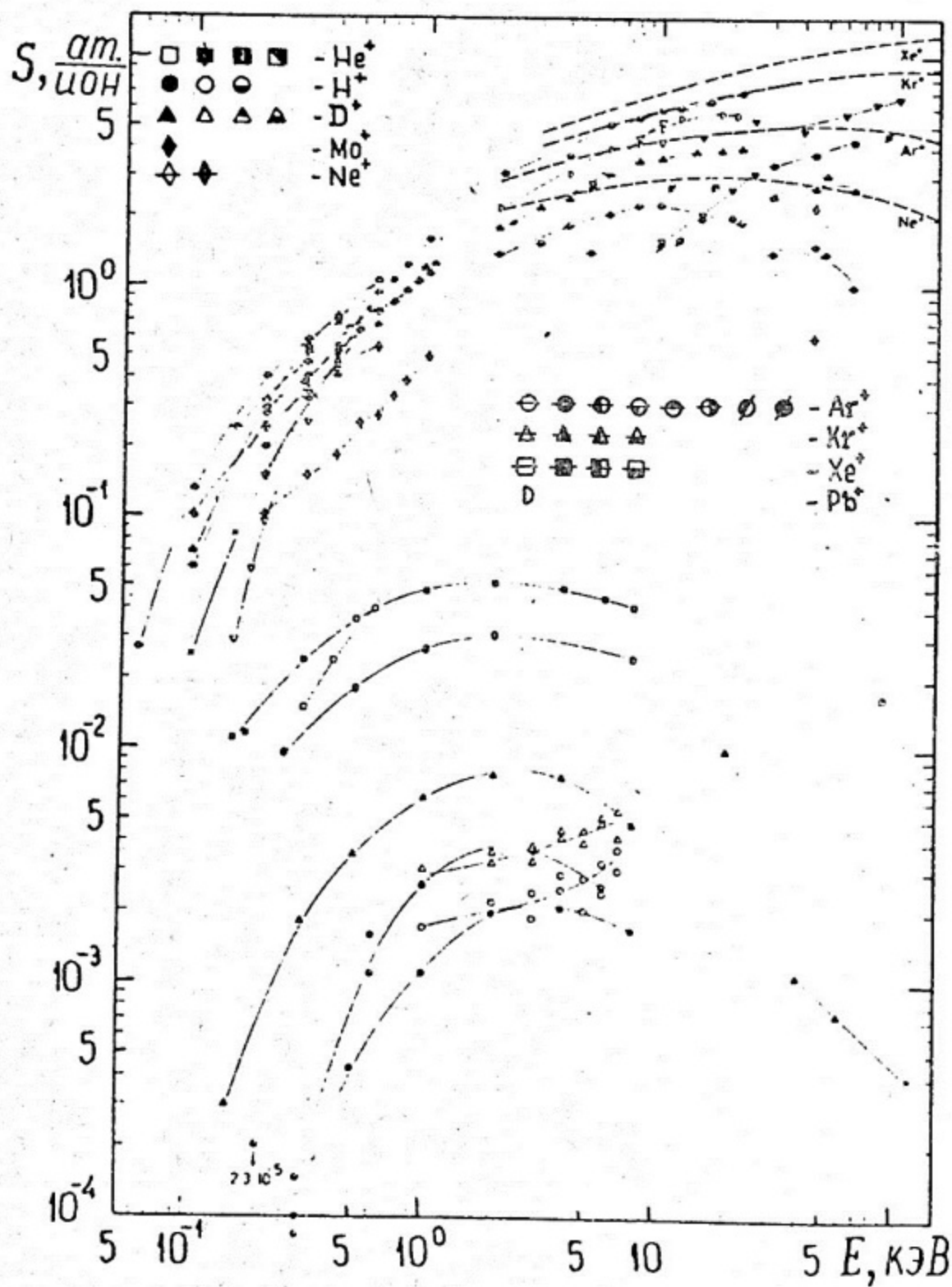


Рис. 3в. Экспериментальные значения коэффициента распыления молибдена

зависимости получены и для других металлов, а также сплавов и сложных соединений (карбидов, боридов, окислов), предполагаемых для использования в качестве материалов защитных экранов и покрытий.

Необходимо подчеркнуть, что экспериментальные значения коэффициентов эрозии существенно зависят от состава распыляемых материалов и условий облучения, например наличия примесей углерода и активных газов в рабочей камере. В частности, влияние атомов таких газов, как  $H_2$ ,  $O_2$ ,  $N_2$ , обычно проявляется в уменьшении коэффициента распыления. Снижение коэффициента распыления материалов при бомбардировке ионами кислорода связывают с образованием на поверхности окислов, что приводит к изменению энергии связи поверхностных атомов мишени и уменьшению эмиссии других примесей. Данные результаты интересны для ТЯР с точки зрения изучения распыления примесями.

В термоядерных установках бомбардирующие частицы падают на поверхность стенки под различными углами, поэтому важно знать зависимость коэффициента распыления от угла падения ионов. Экспериментальная зависимость коэффициента распыления от угла падения ионов имеет экстремальный характер с максимумом (для легких ионов) при угле  $\theta \approx 80^\circ$  (рис. 4). Степень изменения коэффициента распыления от угла падения ионов зависит от энергии, вида ионов и материала мишени. В частности, при увеличении энергии бомбардирующих ионов угол, при котором распыление максимально, возрастает, а при уменьшении массы иона — снижается.

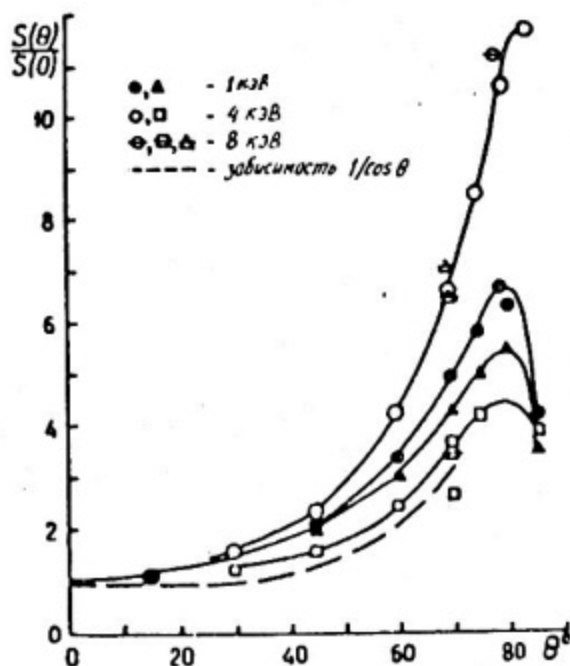


Рис. 4. Зависимость относительного коэффициента распыления  $Ni$  от угла падения ионов  $H^+$  ( $\bullet$ ,  $\circ$ ,  $\ominus$ ),  $D^+$  ( $\blacktriangle$ ,  $\blacktriangleleft$ ) и  $He^+$  ( $\square$ ,  $\blacktriangleright$ ) для разных энергий

Изучение углового распределения распыленных частиц показывает, что, как правило, наблюдается преимущественное распыление в направлении, перпендикулярном к поверхности. При нормальном падении легких ионов угловое распределение распыленных частиц близко к закону косинуса, отклонение от которого наблюдается при наклонном падении. Степень этого отклонения зависит от энергии ионов, наличия примесей на поверхности и топографии поверхности, образующейся при распылении.

Экспериментальные исследования показывают, что коэффициент распыления не зависит от температуры мишени вплоть до температур  $\sim 0,7 T_{пл}$ . При  $T > 0,7 T_{пл}$  коэффициент распыления возрастает с температурой почти экспоненциально, причем эта зависимость усиливается с уменьшением энергии ионов. Увеличение коэффициента распыления при высоких температурах обычно связывают с возрастающим вкладом испарения из термических пиков.

При распылении многокомпонентных систем может происходить изменение состава приповерхностного слоя по сравнению с объемным вследствие предпочтительного (селективного) распыления или сегрегации какой-либо компоненты. Изменение поверхностной концентрации может вызвать изменение фазового состава или стимулировать химические реакции, особенно при высоких температурах. Однако стали и сплавы, предполагаемые для использования в качестве конструкционных материалов в ТЯУ и ТЯР, не склонны к такому поведению (по крайней мере при относительно низких температурах) и их коэффициенты распыления можно сравнить с коэффициентами соответствующих компонент. Наоборот, при распылении карбидов и боридов, исключая карбид бора, различия масс основных компонентов достаточно велики и наблюдается уменьшение содержания на поверхности компоненты с малой массой, а величина коэффициента распыления определяется компонентой с более тяжелой массой.

Коэффициент распыления легкими ионами практически не зависит от структуры и предшествующей термообработки материала. Однако структура и термообработка весьма заметно влияют на характер и величину коэффициента распыления при бомбардировке нейтронами с энергией 14 МэВ. Согласно теории каскадного распыления значения  $S$  для нейтронов с энергией 14 МэВ должны находиться в интервале  $10^{-4} - 10^{-6}$  ат./нейтр., но М. Каминский при изучении нейтронного распыления холоднокатаного ниобия наблюдал эмиссию чанков\* размерами 0,1–5,0 мкм (количество атомов в чанке  $10^{10} - 10^{12}$ ), что приводило к увеличению коэффициента распыления

\* Чанки – микроскопические кусочки материала, отрывающиеся от поверхности вследствие высоких внутренних напряжений.

до  $\sim 0,25$  ат./нейтр. В связи с важностью полученных результатов для ТЯР эта работа стимулировала проведение всесторонних исследований распыления быстрыми нейтронами. Последующие эксперименты показали, что эмиссия чанков связана со структурой материала. В частности, отжиг приводит к снижению эмиссии в 25 раз, а размеров чанков — на порядок величины. Тщательный анализ экспериментальных данных позволил установить, что чанковая эмиссия является локальным механизмом эрозии и в пересчете на всю облученную поверхность первой стенки коэффициент распыления быстрыми нейтронами, по-видимому, не будет превосходить  $\sim 10^{-4}$  ат./нейтр., следовательно, распыление нейтронами не является существенным в ТЯР.

Практически все экспериментальные исследования, в которых получены абсолютные значения коэффициентов распыления, выполнены при использовании моноэнергетических пучков ионов, хотя в реальных условиях, например ТЯР, энергия бомбардирующих ионов будет зависеть от состава и температурного профиля плазмы, и поэтому ионы будут иметь широкий спектр энергий (см. табл. 1), описываемый, как правило, максвелловским распределением. Например, энергия ионов  $D^+$ ,  $T^+$ , примесей C, O и тяжелых атомов будет изменяться от 10–100 эВ (холодный край) до 100–1000 эВ (горячий край), а нейтральных атомов и частиц перезарядки ( $D$ ,  $T$ ) от 100 эВ (холодный край) до 2–5 кэВ (горячий край). Поэтому интерес представляют данные по распылению материалов полиэнергетическими ионами, а также при одновременной бомбардировке мишени различными ионами. Немногочисленные результаты изучения распыления нержавеющей стали типа SS-304 и 316 и сплава инконель, облученных полиэнергетическим спектром ионов  $H^+$ ,  $D^+$ ,  $He^+$  с энергией, линейно изменяющейся в интервале 0,3–4,7 кэВ, показали, что коэффициент распыления в этом случае может быть определен путем линейного суммирования значений  $S$  для моноэнергетических ионов.

Имеющиеся экспериментальные данные по распылению различных материалов позволяют оценить скорости поступления примесей в плазму и утонения материала первой стенки ТЯР из-за распыления в предположении максвелловского распределения бомбардирующих ионов по энергиям. Анализ значений  $S$ , приведенных в табл. 3, показывает, что распыление материалов будет приводить к существенному поступлению примесей в плазму и утонению стенки, причем значительный вклад будет давать распыление ионами изотопов водорода. Например, при отсутствии дивертора скорость утонения стенки из нержавеющей стали может составить 0,26 мм/год или 1,3 мм за пять лет. В реакторе ИНТОР суммарная за кампанию максимальная эрозия различных элементов первой стенки (внешний обвод, внутренний обвод, ограничитель, гофрированный участок, стенка напротив входа пучка инъекции) ожидается на уровне 8,7–10,5 мм. Учитывая то, что

возникающие термические напряжения накладывают существенное ограничение на толщину первой стенки, распыление может заметно сократить ресурс работы реактора.

Таблица 3

Усредненные по энергетическому спектру значения коэффициентов распыления  $S$ , утонения материалов  $\Delta t$ , а также скоростей распыления на единицу мощности ( $S^k$ ) применительно к крупномасштабному токамаку [1]

Материал	$S \cdot 10^2$ , ат/ион ( $S^k \cdot 10^{-16}$ , ат/(г·кВт))				$\Delta t$ , мм/год	$\bar{S}_\Sigma$ , г
	$H^+$	$D^+$	$T^+$	$He^+$		
Be	2,8	6,8	13,0	54,0	0,64	13,2
B	1,5	5,8	12,0	41,0	0,55	15,2
Углекисталл	0,65	2,2	4,45	13,0	0,24	7,2
Al	0,13–2,2	0,4–5,0	0,7–27	1,9–74	0,063–2,5	8,5–182,8
Ti	0,47 (1,8)	1,2 (9,3)	2,4 —	6,4 (40,0)	0,27 —	51,2 —
V	0,83	2,3	4,3	12,0	0,39	101,8
OX16H15M3B	1,0	3,4	10,0	23,0	0,64	213
ss-316	(4,5)	(20,0)	—	(114,0)	—	—
Mo	0,13 (0,4)	0,75 (2,8)	2,0 —	5,6 (21,0)	0,19 —	150 —
W	0,03 (0,16)	0,08 (1,0)	0,23 —	1,1 (6,8)	0,027 —	79 —
SiC	0,7	0,23	4,1	12,0	0,14	19,2
TiC	0,6	1,76	3,0	8,4	0,2	27
BeO	4,0	13,0	24,0	86,0	1,0	57,6
$B_4C$	1,1	4,3	9,5	34,0	0,41	69,7
$Al_2O_3$	2,4	13,5	24,0	75,0	1,1	44
$SiO_2$	4,0	13,0	23,0	69,0	2,0	109
$TiB_2$	1,2	3,86	6,7	18,0	0,33	33,4

Таким образом, экспериментальные исследования и оценки распыления материалов показывают, что коэффициент распыления зависит от условий бомбардировки, вида материала и его предварительной обработки. Наибольшее влияние на величину  $S$  оказывают энергия, угол падения и тип бомбардирующих ионов.

### 2.1.4. Химическое распыление

Как было отмечено выше, химическое распыление наблюдается в случае бомбардировки материалов ионами, образующими с атомами мишени легколетучие соединения, в частности при облучении графита ионами изотопов водорода. Это приводит к аномально высоким значениям коэффициентов распыления в определенном интервале температур. Химическое распыление графита и ряда металлов ионами водорода впервые было открыто А. Гюнтершульце в 1926 году. Однако интенсивные исследования химического распыления углеграфитовых материалов проводятся с середины 70-х годов в связи с рассмотрением возможности применения графитов в качестве защитных экранов для первой стенки и ограничительных диафрагм термоядерных реакторов.

При изучении температурной зависимости коэффициентов распыления различных видов графита, облученных ионами изотопов водорода в широком интервале энергий, обнаружено экстремальное изменение  $S$  с максимумом в интервале 470–1070 К, зависящим от вида материала и условий бомбардировки (рис. 5, табл. 4). Дальнейшее повышение температуры до 1200–1400 К приводит к уменьшению  $S$ . Наблюдаемые изменения значений коэффициентов распыления с ростом температуры обусловлены химическим распылением и связаны с образованием в процессе ионной бомбардировки легколетучих соединений типа метан. Проведенные масс-спектрометрические исследования продуктов химического распыления обнаружили образование молекул  $\text{CH}_4$  и  $\text{CH}_3$  или  $\text{CD}_4$  и  $\text{CD}_3$  при бомбардировке графитов ионами водорода и дейтерия, соответственно.

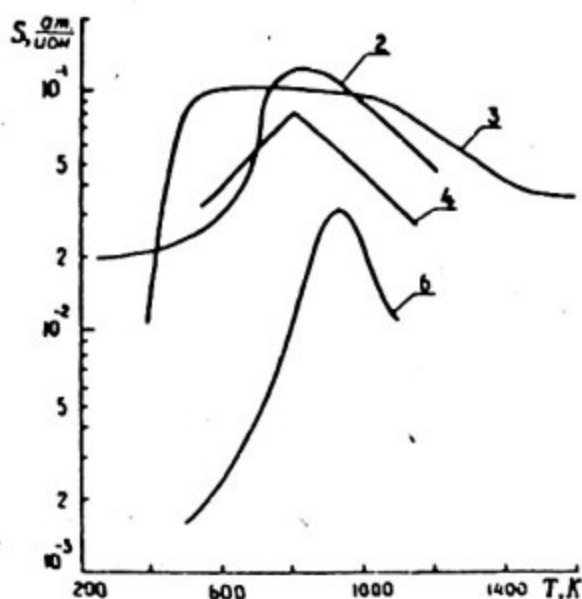


Рис. 5. Температурная зависимость коэффициентов химического распыления различных видов графита (цифры соответствуют позициям табл. 4)

Расчетные и экспериментальные значения максимальных коэффициентов химического распыления ( $S_m$ ) и их температур ( $T_m$ ) для углерода

№ п/п	Условия облучения			$T_m, K$		$S_m \cdot 10^2, ат./ион$	
	Тип частиц	E, кэВ	$\varphi \cdot 10^{-18}$ , част./ ( $m^2 \cdot c$ )	расчет	эксперимент	расчет	эксперимент
1	$H^+$	1,0	2	751	753	12,0	12,0
2	$H^+$ $H_2$	5,0	16	803	803	7,9	9,8
3	$H^+$	10,0	20	809	—	7,1	9,0
4	$H^0; H^+$	0,58; 0,88	12; 0,6	795	783	8,0	8,5
5	$H^+$	20,0	42	829	863	6,4	4,3
6	$H_2^+$	6,0	400	897	903	4,0	3,3

При разработке механизма химического распыления полагают, что образование углеводородных молекул происходит в основном на поверхности мишени, так как на глубине проникновения внедряемых ионов водорода образование молекул типа  $CH_n$  затруднено в связи с тем, что все валентные связи атома углерода заняты связями с другими атомами углерода. Поступление атомов водорода на поверхность происходит либо путем их диффузии из глубины мишени, либо вследствие "движения" поверхности из-за распыления.

Число молекул углеводородов, десорбируемых с единицы поверхности в единицу времени, определяется произведением их концентрации на скорость десорбции. Концентрация молекул на поверхности пропорциональна скорости их образования, которая может быть представлена в виде:

$$v = f(n_s) F(T), \quad (15)$$

где  $f(n_s)$  — функция, определяющая концентрацию водорода или дейтерия на поверхности;  $F(T) = F_0 \exp(-E_R/RT)$  — скорость химической реакции образования метана ( $F_0$  — константа;  $E_R$  — энергия активации).

Изменение концентрации водорода на поверхности со временем определяется уравнением:

$$dn/dt = \Phi - \Phi_0 \sigma n - K_0 n^m \exp(-E_T/RT), \quad (16)$$

где  $\Phi_0$  — поток бомбардирующих ионов;  $\Phi$  — поток ионов, достигающих поверхности из объема мишени;  $\sigma$  — поперечное сечение десорбции вследствие ионного облучения;  $E_T$  — энергия активации термодесорбции;  $K_0$  — константа;  $m = 1$  и  $2$  для термодесорбции атомарного и молекулярного водорода, соответственно. Второй член в правой части (16) определяет количество газа, выбитого с поверхности ионным пучком, а третий — десорбируемого термически.

Для получения температурной зависимости количества водорода на поверхности полагают, что в стационарном состоянии справедливы:  $dn/dt = 0$  и  $\Phi = \Phi_0$ . Тогда из уравнения (16) вытекает:

$$n_s = \begin{cases} \Phi_0 / (\Phi_0 \sigma + K) & \text{при } m=1, \\ [-\Phi_0 \sigma \pm \sqrt{(\Phi_0 \sigma)^2 + 4\Phi_0 K}] / 2K & \text{при } m=2, \end{cases} \quad (17)$$

где  $K = K_0 \exp(-E_T/RT)$ .

Считая, что скорость образования метана пропорциональна концентрации водорода на поверхности, с учетом выражений (15) и (17) получаем:

$$v = \begin{cases} [\Phi_0 F_0 \exp(-E_R/RT)] / (\Phi_0 \sigma + K), & m=1, \\ F_0 \exp(-E_R/RT) [-\Phi_0 \sigma \pm \sqrt{(\Phi_0 \sigma)^2 + 4\Phi_0 K}] / 2K, & m=2. \end{cases} \quad (18)$$

Как видно из (18), скорость образования метана зависит от температуры мишени и имеет максимум при температуре

$$T_m = \begin{cases} \frac{E_T}{R} \left[ \ln \frac{K_0 (E_T - E_R)}{\Phi_0 \sigma E_R} \right]^{-1}, & m=1, \\ \frac{E_T}{R} \left[ \ln \frac{K_0 (E_T - 2E_R)^2}{\Phi_0 \sigma^2 E_R (E_T - E_R)} \right]^{-1}, & m=2. \end{cases} \quad (19)$$

Предложенная модель хорошо объясняет экспериментальные результаты (см. табл. 4). В частности, из выражений (18) и (19) следует, что скорость образования метана и, следовательно, коэффициент химического распыления, имеют экстремальную зависимость от температуры мишени с максимумом в определенном интервале температур. Модель объясняет сдвиги температуры максимального распыления в зависимости от энергии (вследствие изменения поперечного сечения десорбции) и вида (из-за различия в энергии активации десорбции, являющейся одним из основных параметров определения  $T_m$ ) бомбардирующих ионов.

Исследования влияния энергии ионов на химическое распыление показали, что как и для физического распыления, коэффициент химического распыления имеет экстремальную зависимость от энергии ионов с максимумом при  $E \sim 1$  кэВ (рис. 6). Величина коэффициента химического распыления и значение температуры максимальной эрозии зависят от интенсивности ионного потока: увеличение интенсивности приводит к уменьшению максимального значения  $S$  и возрастанию  $T_m$ . Скорость образования углеводородов и коэффициент химического распыления практически не зависят от давления остаточных газов, наличия атмосферы водорода в процессе облучения и предварительной выдержки образцов в водороде.

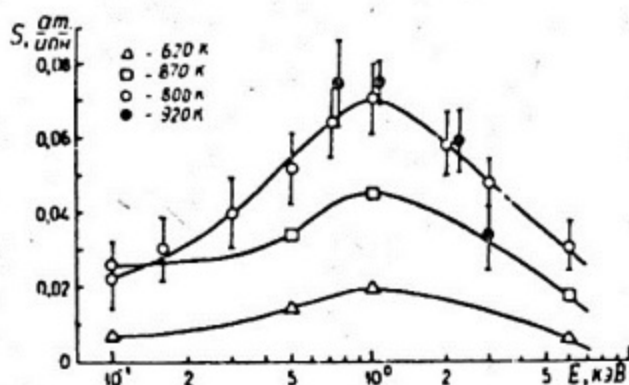


Рис. 6. Зависимость коэффициента химического распыления углерода от энергии ионов  $H^+$  при различных температурах

Таким образом, коэффициент химического распыления материалов, склонных к образованию легколетучих соединений с бомбардирующими частицами, в определенном интервале температур может более чем на порядок величины превышать значения коэффициентов физического распыления. Данный эффект необходимо учитывать при выборе материалов ограничительных диафрагм, защитных экранов или покрытий для ТЯР и условий их эксплуатации. С точки зрения уменьшения излучательных потерь плазмы и утонения стенки следует отдать предпочтение материалам с малыми  $\chi$ , имеющим малую склонность к химическому распылению (например, карбидам кремния и тугоплавких металлов или углеситаллу).

## 2.2. Испарение материалов

Вклад испарения в суммарную эрозию поверхности узлов разрядной камеры ТЯР, по-видимому, будет существен только в случаях возможных срывов плазмы и ее неустойчивости в конце разряда.

Скорость испарения материала (число атомов, испаряющихся с единицы поверхности в секунду) зависит от температуры и определяется выражением:

$$\dot{n}(T) = \alpha \cdot 3,5 \cdot 10^{22} P(T) / (M_2 T)^{1/2}, \quad (20)$$

где  $\alpha$  — вероятность осаждения испарившихся атомов из газовой фазы обратно на поверхность материала (обычно  $\alpha$  порядка 0,6–0,9),  $P(T)$  — давление пара при температуре  $T$ ;  $M_2$  — масса атома материала мишени.

Зависимость давления пара от температуры для большинства материалов хорошо известна и описывается как:

$$P(T) = P_0 \exp(-\Delta H/kT), \quad (21)$$

где  $\Delta H$  — теплота сублимации, которая незначительно уменьшается с ростом температуры;  $k$  — постоянная Больцмана.

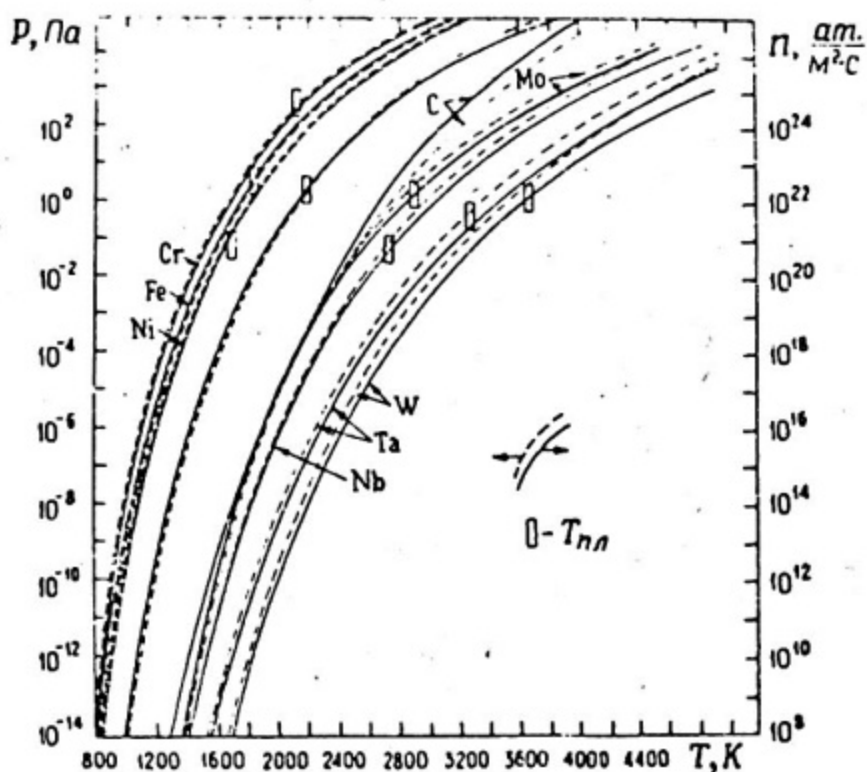


Рис. 7. Зависимость давления пара и скорости испарения некоторых перспективных для ТЯР материалов от температуры [1]

Значения давления пара и скорости испарения некоторых перспективных для ТЯР материалов, вычисленные по выражениям (20) и (21) при  $\alpha=1$ , приведены на рис. 7, из которого видно, что среди этих материалов максимальную скорость испарения имеют основные компоненты нержавеющей стали ( $Fe$ ,  $Cr$ ,  $Ni$ ). Однако для поддержания ее на уровне не ниже  $10^{17}$  ат./ $(m^2 \cdot c)$ , т.е. выше скорости распыления для ожидаемых ионных

потоков в реакторах-токамаках при величине  $S \sim 10^{-2}$  ат./ион, температура стенки должна превышать 1170 К, которая значительно выше планируемой рабочей температуры для нержавеющей сталей. Следовательно, при стационарном режиме работы реактора вклад испарения в эрозию будет незначителен.

В процессе эксплуатации реактора, в частности в конце разряда, могут происходить срывы плазмы и ее касание ограничительных диафрагм или первой стенки. В этом случае за короткий промежуток времени на локальном участке выделяется большое количество энергии. Например, для демонстрационных термоядерных реакторов ИНТОР и FFD энергия, выделяющаяся на стенку при срыве плазмы, будет  $\sim 300$  МДж за время 1–100 мс, что эквивалентно тепловой нагрузке  $(1 \div 100) \cdot 10^2$  МВт/м<sup>2</sup>. Такая нагрузка может привести к значительному повышению температуры, расплавлению материала первой стенки или лимитера и увеличению скорости испарения.

Температура поверхности площадью  $F$  при воздействии на нее импульса с энергией  $E_0$  длительностью  $\tau_0$  равна:

$$\begin{cases} T(0, \tau) = T(0, 0) + 2E_0 \tau^{1/2} / (\rho c \lambda)^{1/2}, & 0 < \tau < \tau_0, \\ T(0, \tau) = T(0, 0) + 2E_0 [\tau^{1/2} - (\tau - \tau_0)^{1/2}] / (\rho c \lambda)^{1/2}, & \tau > \tau_0, \end{cases} \quad (22)$$

где  $T(0, 0)$  — стационарная температура поверхности;  $\rho$ ,  $c$ ,  $\lambda$  — плотность, теплоемкость и теплопроводность материала, соответственно.

На рис. 8 приведены изменения температуры некоторых материалов при импульсном нагреве в зависимости от удельного энерговыделения и длительности импульса. Для рабочей температуры поверхности материала  $T(0, 0) = 1000$  К при длительности импульса  $\tau_0 = 0,1$  с максимально возможная нагрузка до расплавления поверхности, например, Nb и Mo, равна 6 и 9,5 МДж/м<sup>2</sup>, соответственно. Если длительность импульса больше 1 с, то повышение температуры поверхности будет определяться стационарными уравнениями и  $\Delta T = E_0 \ell / F \tau_0 \lambda$ , где  $\ell$  и  $F$  — толщина и площадь стенки. В этом случае для тепловой нагрузки в интервале 0,1–1,0 МВт/м<sup>2</sup> повышение температуры достигает порядка 50 К.

Используя уравнения (20) — (22), можно определить скорость испарения материала в течении импульса нагрева. Наибольшее испарение атомов наблюдается в конце теплового импульса, когда температура поверхности достигает максимума. В первом приближении общее количество атомов, испаряющихся за импульс, определяется следующим образом:

$$n(E_0, T) = \dot{n} [T(0, \tau)] \tau_{эф}, \quad (23)$$

где  $\tau_{эф}$  — эффективное время нагрева, равное

$$\tau_{эф} = 2\tau \frac{T(0, \tau)}{T(0, \tau) - T(0, 0)} \cdot \frac{\lambda T(0, \tau)}{\Delta H}. \quad (24)$$

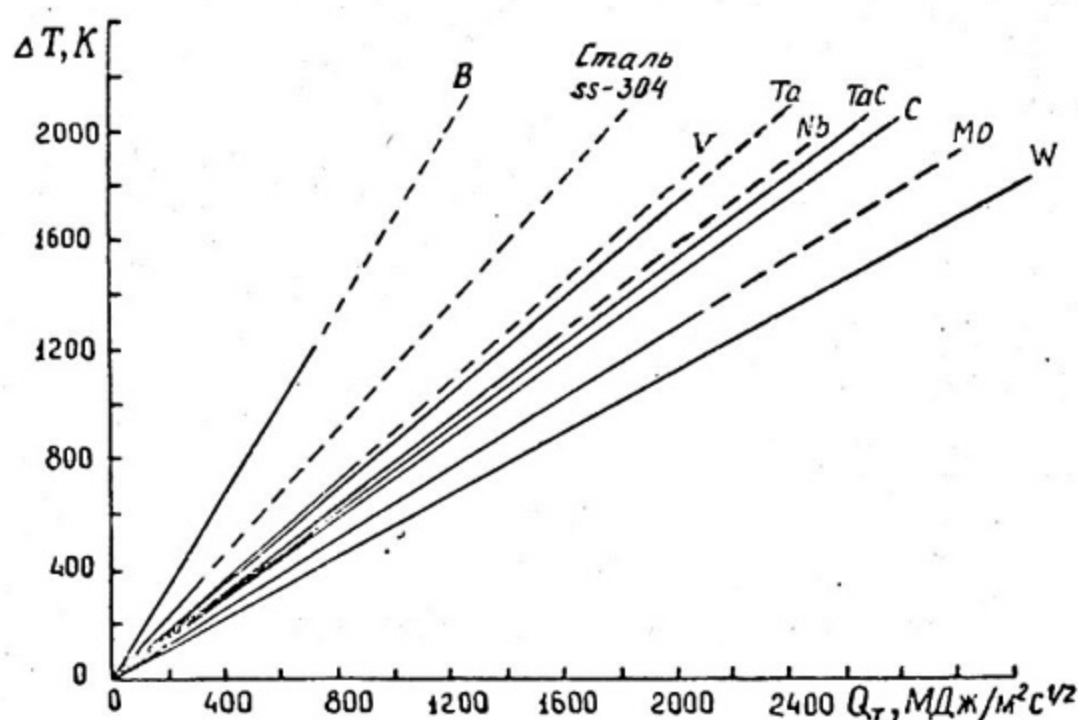


Рис. 8. Увеличение температуры материала стенки при импульсном нагреве в зависимости от тепловой нагрузки [1]

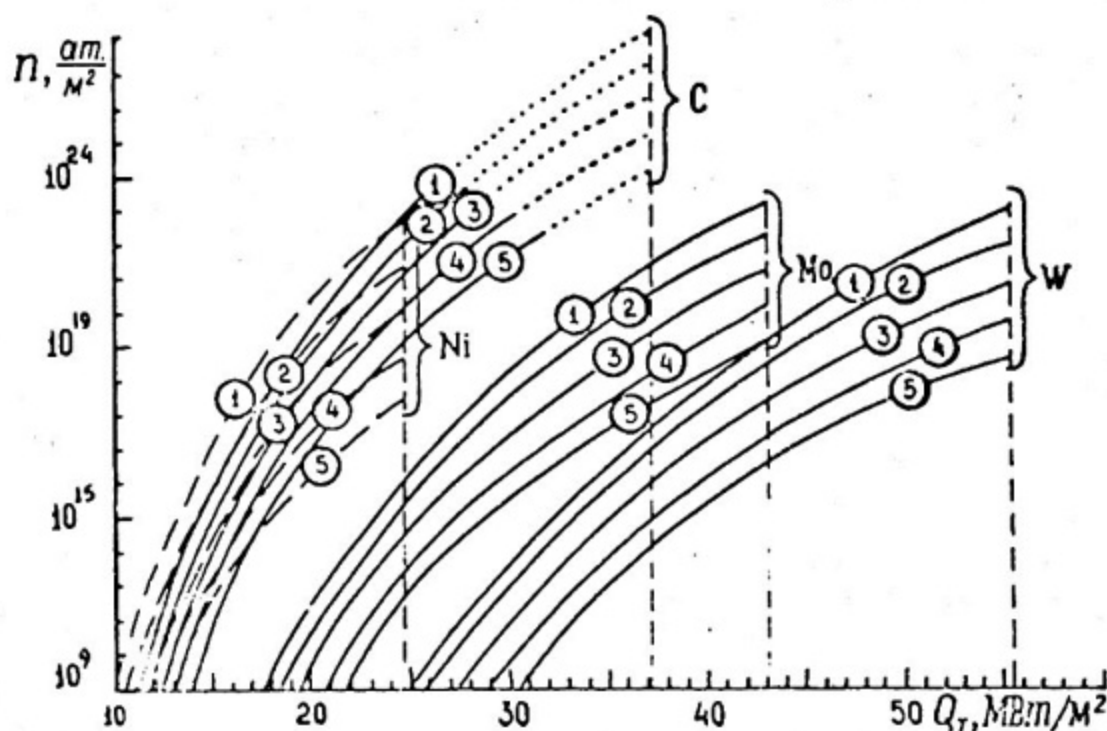


Рис. 9. Зависимость количества атомов, испаряющихся с единицы поверхности, от удельной тепловой нагрузки на стенку и длительности импульса (1 — 10 с; 2 — 1 с; 3 — 0,1 с; 4 — 0,01 с; 5 — 0,001 с). Вертикальные пунктирные линии указывают тепловую нагрузку, приводящую к расплавлению (сублимации) соответствующего материала [1]

На рис. 9 представлены зависимости количества атомов, испаряющихся с единицы поверхности за импульс, для  $Ni$ ,  $Mo$ ,  $W$  и графита как функция выделяющейся энергии.

Сравнение испарения графита,  $Mo$  и  $W$  показывает, что при одинаковом импульсе количество атомов, испаряющихся с поверхности графита, в  $10^6$  и  $10^{11}$  раз выше, чем с  $Mo$  и  $W$ , соответственно. Как видно из рис. 9, при определенных энерговыделениях количество испаряющихся за импульс атомов может быть достаточно большим. Однако следует отметить, что вклад испарения от перегрева при возникновении неустойчивости плазмы будет существен только в случаях, когда выделяемая энергия больше определенной критической, зависящей от вида материала и скорости энерговыделения.

### 2.3. Униполярные дуги

Определенное время униполярные дуги не рассматривали в качестве серьезного механизма эрозии в токамаках. Однако начиная с середины 70-х годов вследствие развития высокоразрешающих методов диагностики поверхности, подвергаемой воздействию плазмы, стало очевидным, что образование дуг происходит в большинстве термоядерных установок, в том числе и токамаках. В результате образования униполярных дуг на поверхности остаются "следы", часто в виде извилистых или прямых линий, подобных царапинам. Рассмотрение образующихся "следов" при высоком разрешении, например, в сканирующем электронном микроскопе, показывает, что они состоят из большого количества маленьких кратеров, обычно  $\sim 10$  мкм в диаметре. Более того, неоднородности поверхности, возникающие в результате дугообразования, впоследствии сами могут служить местами инициирования новых дуг. Многократное образование дуг в таких областях приводит к увеличению размеров "следов" дуг до 1000–1500 мкм и повреждению материала на глубину до 100–150 мкм.

Образование дуг обусловлено тем, что из-за более высокой скорости электронов по сравнению с ионами плазмы поток электронов в начальный момент разряда много больше, чем ионов. Это приводит к тому, что образец (стенка) заряжается отрицательно относительно плазмы. Возникающий при этом потенциал называется плавающим и равен

$$U = \frac{\lambda T_e}{2e} \ln \left( \frac{M_i}{2\pi m_e} \cdot \frac{T_e}{T_e + T_i} \right), \quad (25)$$

где  $T_e$ ,  $m_e$  и  $T_i$ ,  $M_i$  — температура и масса электронов и ионов, соответственно.

Если плавающий потенциал больше разности потенциалов, необходимой для зажигания дуги, на поверхности появляется катодное пятно, из ко-

того происходит сильная локальная эмиссия ионов и электронов, т.е. униполярная дуга — дуга между плазмой, являющейся анодом, и твердым телом (стенкой), являющимся катодом. Возникновение дуги приводит к уменьшению плавающего потенциала на величину  $U_f \approx 10-20$  В.

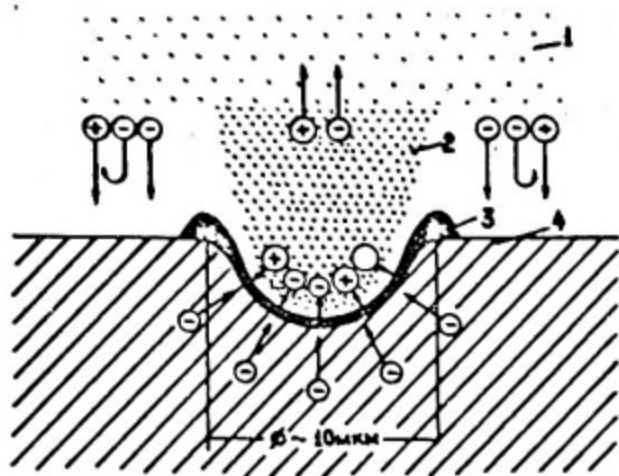


Рис. 10. Схема образования униполярной дуги :  
 1 — водородная плазма ( $n_i \approx 10^{20} \text{ м}^{-3}$ ); 2 — металлическая плазма ( $n_i \approx 10^{22} \text{ м}^{-3}$ ); 3 — расплавленный металл; 4 — твердый металл (стенка) ( $N \approx 5 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$ )

Схема образования униполярной дуги приведена на рис. 10. Катодное пятно униполярной дуги представляет собой небольшую область плотной металлической плазмы с радиусом несколько микрометров. Ток дуги изменяется в интервале  $10 \div 100$  А, а плотность тока  $10^{10} \div 10^{12}$  А/м<sup>2</sup>. Обычно полагают, что процессы в катодном пятне униполярной дуги подобны аналогичным явлениям в вакуумных дугах, которые хорошо изучены. Для вакуумных дуг известно, что катодное пятно образуется лишь в случае выполнения следующих условий: 1) ток, переносимый дугой ( $I$ ), больше некоторого минимального (критического) тока, приблизительно равного  $1 \div 10$  А; 2) образующийся плавающий потенциал  $U$  должен быть больше величины падения потенциала  $U_f$ .

Первое условие накладывает ограничение на минимальную площадь, на которой возможно образование дуг. Согласно проведенных исследований, минимальная площадь поверхности для образования дуг должна составлять  $(1 \div 2) \cdot 10^{-5}$  мм<sup>2</sup>.

Оценки скорости эрозии из-за образования дуг дают величину  $10^{17} - 10^{19}$  ат./дугу. Для сравнения эрозия, обусловленная распылением, равна  $\sim 10^{17}$  ат./разряд, т.е. эрозия вследствие образования одной дуги равна распылению за время всего разряда. При определении потоков примесей из-за образования дуг возникают значительные трудности, обусловленные, в част-

ности, необходимостью экстраполяции эрозии с малых площадей на всю поверхность, взаимодействующую с плазмой. Поэтому приводимые в литературе значения эрозии от униполярных дуг дают, как правило, лишь порядок величины.

Для короткого времени разряда ( $\Delta t$ ) и небольшой величины перенесенного заряда ( $q$ ), что характерно для униполярных дуг, скорость эрозии стремится к пределу, определяемому как

$$S_{\text{пред}} = 0,1 M_2 / \bar{q}_e, \quad (26)$$

где  $M_2$  — масса атома мишени;  $\bar{q}$  — средний заряд ионов дуги. В табл. 5 приведены экспериментальные и вычисленные значения скорости эрозии из-за униполярных дуг и величины скорости эрозии для вакуумных дуг. Видно, что скорость эрозии из-за униполярных дуг для определенной длительности дуги обычно ниже, чем скорости эрозии для вакуумных дуг (исключая графит, который имел пористость  $\sim 23\%$ ). Меньшие измеренные коэффициенты эрозии для униполярных дуг по сравнению с расчетными величинами могут быть обусловлены наличием примесей на поверхности образцов.

Таблица 5  
Скорость эрозии материалов из-за униполярных и вакуумных дуг (в мкг/Кл) [1]

Материал	Для униполярных дуг*		Измеренная для вакуумных дуг**
	измеренная	вычисленная	
Нержавеющая сталь	71±7	—	73±7 (Fc)
Ti	9,5±1,5	—	52±5
Mo	22,0±4,5	50	47±5
Cu	21,0±3,5	35	115±12
C	105±5	12,5	17±2

\*  $\Delta t = 70$  мкс, общий перенесенный заряд  $q = 850$  мкКл.

\*\*  $\Delta t = 1$  с, ток дуги  $I = 100$  А.

Вероятность образования униполярных дуг зависит от ряда факторов и может быть уменьшена путем соответствующего выбора материала, причем следует отметить, что введение легирующих добавок не оказывает значительного влияния на склонность материала к образованию униполярных дуг; использованием эффективных методов очистки поверхности и применением материалов, не имеющих неметаллических включений, являющихся центрами зарождения дуг; тщательной полировкой поверхности. Указанные способы изменения вероятности образования дуг иллюстрируются рис. 11.

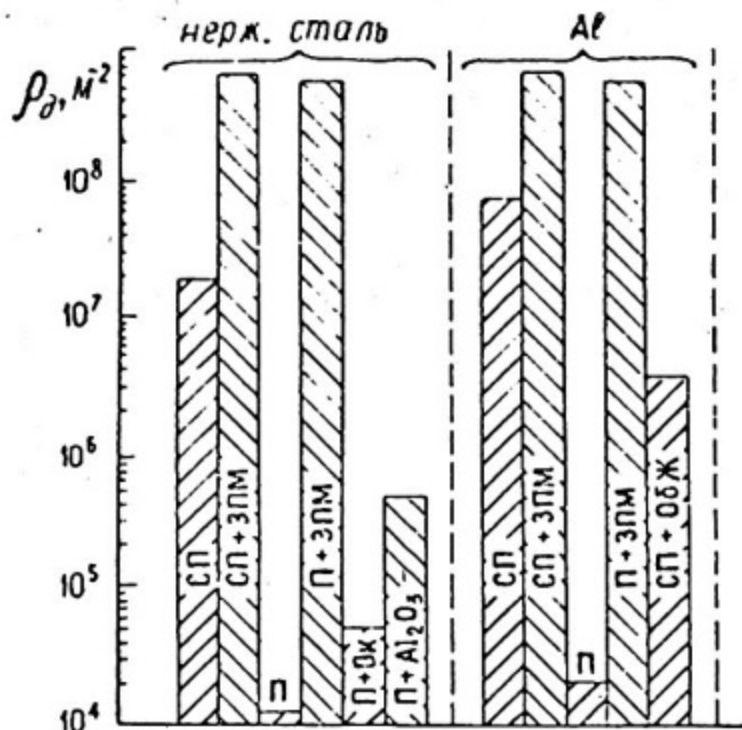


Рис. 11. Плотность следов униполярных дуг на нержавеющей стали и  $Al$  при различной подготовке поверхности (СП — состояние поставки; СП+ЗПМ — состояние поставки + загрязнение парами масла; П — полировка; П+ЗПМ — полировка + загрязнение парами масла; П+Ок — полировка + окисление; П+ $Al_2O_3$  — полировка + загрязнение поверхности порошком  $Al_2O_3$ ; СП+ОбЖ — состояние поставки + обезжиривание)

Таким образом, краткое рассмотрение эрозии вследствие униполярных дуг показывает, что они могут вызвать значительные разрушения поверхности, и поэтому возможность их образования необходимо учитывать при оценках суммарной радиационной эрозии материалов и загрязнения плазмы примесями в ТЯР.

#### 2.4. Радиационный блистеринг

Явление деформации поверхности и образования вздутий (блистеров) при облучении материалов ионами нерастворимых газов впервые было обнаружено Праймаком на диэлектриках и Каминским на металлах в начале 60-х годов. Этот эффект получил название радиационного блистеринга (вспучивания).

Разрушение поверхности, обусловленное блистерингом и (или) флекингом в результате внедрения в материал малорастворимых газов (гелий, дейтерий, тритий) является одним из наиболее серьезных механизмов эрозии поверхности.

Интенсивное исследование блистеринга начато в начале 70-х годов в связи с проблемой создания термоядерного реактора. Выяснилось, что блистерообразование зависит от условий облучения и приводит к эрозии поверхности, которая происходит либо в результате отщепления куполов блистеров, либо отшелушиванием поверхностного слоя кусочками неопределенной формы, размеры которых превосходят размер блистеров. Последнее явление часто называют флекингом. Однако следует отметить, что один и тот же эффект шелушения большими кусочками дают два механизма: либо совместное отщепление нескольких близко расположенных друг к другу блистеров, либо отрыв сразу большого кусочка без предварительного заметного вспучивания поверхности. Томас и Бауэр в 1976 году впервые продемонстрировали, что, хотя конечная картина эрозии поверхности одинакова, механизмы шелушения путем отрыва куполов блистеров и отщепления поверхностного слоя без вспучивания различны. Образование блистеров является более инерционным и по времени занимает порядка 1 с начиная от момента появления на поверхности до приобретения ими окончательного размера, причем при дальнейшем облучении форма блистеров остается практически неизменной до начала разрушения куполов; флекинг протекает быстрее — отшелушивание одного слоя происходит менее, чем за 0,016 с, причем каждый раз при накоплении критической дозы отрывается новый слой.

Следует различать "чистый" флекинг, т.е. быстрый отрыв больших площадей поверхности без ее заметной деформации, и флекинг, обусловленный совместным шелушением соприкасающихся блистеров.

Установившаяся в литературе терминология подразумевает под "радиационным блистерингом" общее явление деформации и разрушения поверхности, включая как флекинг, так и собственно блистеринг (образование куполообразных блистеров). В дальнейшем будем придерживаться этого понятия радиационного блистеринга, но различать механизмы эрозии: шелушение путем образования и отщепления куполов отдельных блистеров будем называть эрозией по механизму блистеринга; шелушение большими кусочками, включая и эрозию, происходящую путем совместного отщепления нескольких блистеров — эрозией по механизму флекинга.

Параметрами блистеринга (флекинга) являются:

критическая доза образования блистеров,  $D_{кр}$  (ион/м<sup>2</sup>);

средний диаметр,  $\bar{d}$  (мкм), и распределение блистеров по размерам;

плотность блистеров (число блистеров на единицу площади),  $\rho_{бл}$  (м<sup>-2</sup>);

степень блистеринга (флекинга), т.е. отношение площади, занятой блистерами, или отшелушенной площади к общей площади облученной поверхности,  $\Delta F/F$  (%);

критическая доза шелушения,  $D_{кр}^{ш}$  (ион/м<sup>2</sup>), т.е. доза, при которой появляются первые отщепленные блистеры или флекинг;

коэффициент эрозии вследствие шелушения поверхности,  $S$  (ат./ион);  
 толщина крышек блистеров,  $t$  (нм =  $10^{-3}$  мкм);  
 критическая доза обрыва блистеринга,  $D_{кр}'$  (ион/м<sup>2</sup>).

Блистеринг наблюдается практически на всех материалах, применяемых в технике (металлы и сплавы, углеграфитовые и графитовые материалы, диэлектрики и т.д.) при облучении их газовыми ионами ( $Ne^+$ ,  $Ar^+$ ,  $He^+$ ,  $H^+$ ,  $D^+$  и др.) или плазменными сгустками после достижения  $D_{кр}$  при температурах  $\lesssim 0,5 T_{пл}$  и при условии, что глубина проникновения внедряемых ионов ( $R_p$ ) больше толщины распыляемого при этой дозе слоя:

$$R_p > S^* D_{кр} / N, \quad (27)$$

где  $S^*$  — коэффициент распыления.

Учитывая, что с ростом энергии падающих ионов коэффициент распыления уменьшается (см. рис. 3), а глубина проникновения ионов увеличивается, это условие легко выполняется для ионов с энергией выше нескольких килоэлектронвольт. Кроме этого,  $D_{кр}$  зависит от диффузионной подвижности и растворимости внедренного газа, природы материала, температуры мишени и ряда других факторов (например, если внедренные ионы имеют широкий профиль распределения или при бомбардировке под изменяющимися углами, деформация поверхности уменьшается или полностью подавляется).

В реальных условиях при работе реактора синтеза может существовать довольно узкая компонента в энергетическом спектре ионов, бомбардирующих поверхность элементов конструкции первой стенки, так что будет иметь место блистеринг или флекинг. Коэффициенты эрозии при флекинге обычно больше коэффициентов эрозии при блистеринге и могут достигать нескольких атомов на падающий ион. Особенность радиационной эрозии вследствие шелушения заключается в том, что разрушение поверхности материала идет не выбиванием отдельных атомов, как при распылении, а кусочками, содержащими до  $10^{15}$  (а при флекинге и более) атомов. Такой характер эрозии весьма нежелателен для аппаратов и устройств, поверхности узлов которых взаимодействует с ионным излучением. При скорости эрозии, соответствующей эрозии при блистеринге, может произойти быстрое утонение облучаемых элементов конструкции, вследствие чего они потеряют конструктивную прочность, и устройство может выйти из строя. В термоядерных установках и реакторах такие конгломераты атомов могут пройти через диверторный слой и, попадая в плазму, привести к значительным потерям ее энергии. Другая особенность заключается в том, что шелушение идет при значительном энерговыделении в поверхностном слое. Нарушение сплошности между отщепляемыми кусочками и основой первой стенки реактора приведет к локальному перегреву этих участков и усилению испарения материалов.

Наиболее характерные и максимальные величины коэффициентов эрозии различных материалов при облучении легкими ионами [1, 6, 7]

Вид эрозии	Материал	$S$ , ат./ион			
		$H^+$	$D^+$	$T^+$	$He^+$
Физическое распыление	$Al^*$ , $Ti^*$ , $V^*$ , $Mo^*$ , $W^*$ , $Be^*$ , нерж. сталь OX16H1SM3B* $BeO^{**}$ , $SiO_2^{**}$ , $Al_2O_3^{**}$ Нерж. сталь** $Ni^{**}$ $Mo^{**}$	$3 \cdot 10^{-4} \div$ $2,8 \cdot 10^{-2}$ $(W) \div (Be)$	$8 \cdot 10^{-4} \div$ $6,8 \cdot 10^{-2}$ $(W) \div (Be)$	$2,3 \cdot 10^{-3} \div$ $0,27$ $(W) \div (Al)$	$1,1 \cdot 10^{-2} \div$ $0,74$ $(W) \div (Al)$
		$\sim 4 \cdot 10^{-2}$	0,13	0,24	$0,69 \div 0,86$
		$\sim 2 \cdot 10^{-2}$	$\sim 6 \cdot 10^{-2}$	—	$\sim 0,2$
		$1,5 \cdot 10^{-2}$	$4,5 \cdot 10^{-2}$	—	$\sim 0,2$
		$3,6 \cdot 10^{-3}$	$\sim 10^{-2}$	—	$5 \cdot 10^{-2}$
Химическое распыление	Графит	По разным источникам в интервале $T = 750 \div 900$ К; $S_{max} = 0,12$ ат./ион			
Распыление $n^+$ $E = 14$ МэВ	Металлы	Маловероятно превышение $S_{max}$ величин $10^{-4} \div 10^{-3}$ ат./нейтр.			

Продолжение табл. 6

Вид эрозии	Материал	S, ат./ион			
		H <sup>+</sup>	D <sup>+</sup>	T <sup>+</sup>	He <sup>+</sup>
Шелушение	Моно-кристалл V {100}	10 ат./ион (облуч. He <sup>+</sup> , E=40 кэВ, D = 3·10 <sup>22</sup> ион/м <sup>2</sup> )			
	Нержав. сталь SS-304	3 ат./ион (облуч. He <sup>+</sup> , E=100 кэВ, T = 720 К)			
Униполярные дуги	Металлы	10 <sup>-5</sup> ÷ 10 <sup>-4</sup> г/Кл; 10 <sup>17</sup> - 10 <sup>19</sup> ат./дугу***; для стали S <sub>max</sub> = 7,1·10 <sup>-5</sup> г/Кл			

\* Приведены пределы изменения коэффициентов эрозии (  $S_{max} \div S_{min}$  ) для максвелловского спектра энергий при E = 1 кэВ.

\*\* Максимальные значения коэффициентов эрозии.

\*\*\* Коэффициенты эрозии из-за растыления ~10<sup>17</sup> ат./разряд.

В табл. 6 приведены коэффициенты эрозии за счет различных механизмов. Из таблицы видно, что эрозия вследствие шелушения самая значительная, поэтому изучение основных закономерностей этого явления как с точки зрения конструктивной прочности выбора материалов первой стенки ТЯУ и ТЯР, других аппаратов и устройств, так и физики взаимодействия быстрых частиц с твердым телом и физики плазмы является важным.

### Глава 3

## ЗАКОНОМЕРНОСТИ И МЕХАНИЗМЫ РАДИАЦИОННОГО БЛИСТЕРИНГА

Основной причиной вспучивания (блистерообразования) и шелушения поверхности при внедрении ионов является накопление большой концентрации малорастворимых газов в тонком поверхностном слое материалов. К числу малорастворимых газов относятся все инертные газы, включая гелий, а в некоторых материалах и водород. Характер образования блистеров или шелушения поверхностного слоя определяется захватом и растворимостью газа, которые зависят от энергии и дозы ионов, вида и температуры мишени и ряда других факторов. По мере роста дозы ионного облучения происходит накопление газа и образование радиационных дефектов, изменение структуры облучаемого слоя материала, а затем появление газовых пузырьков и разрушение поверхности.

### 3.1. Развитие структурных повреждений при ионном облучении

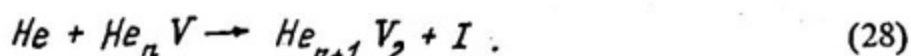
На начальном этапе облучения (дозы менее  $10^{17}$  ион/м<sup>2</sup>) внедренные атомы газа (гелия) мигрируют по кристаллической решетке материала по механизму междоузельной диффузии и захватываются ловушками, в качестве которых могут быть различные точечные и линейные дефекты, примесные атомы, границы зерен и другие несовершенства структуры. Из-за малой концентрации внедренного газа наиболее вероятно образование элементарных комплексов типа He-V (гелий - вакансия), He-П (гелий - примесь). С увеличением дозы облучения (концентрации) образуются более сложные комплексы типа He<sub>n</sub>V (n - число атомов гелия, связанных с одной вакансией).

Как видно из табл. 7, подвижность He весьма высока в Ta, Ni, V, Fe, Mo и W (энергия активации равна нескольким десятым долям электрон-вольт). В этих же металлах энергия связи комплекса HeV высока: и составляет ~3-4 эВ. Единичная вакансия может присоединять лишь ограниченное количество атомов He и удерживать его с достаточно высокой энергией

Энергия связи комплекса HeV ( $E_{HeV}^6$ ) и энергия активации миграции He по междоузлиям ( $E_{He}^m$ ) в металлах [1, 9]

Энергия, эВ	Ta	Ni	V	Fe	Mo	W	Cu	Ag	Pd
$E_{He}^m$	~ 0,0	~ 0,1	0,13	0,17	0,23	0,24	0,57	0,86	1,74
$E_{HeV}^6$	3,30	3,16	2,96	3,75	3,87	4,42	1,84	1,53	3,16

связи ( $E^6 \gtrsim 2$  эВ). Связь каждого нового атома He с комплексом меньше, чем предыдущего (табл. 8). При количестве атомов He в комплексе, большем некоторого критического числа  $n$ , образуются новые комплексы, которые связывают He сильнее, чем одна вакансия. Такие комплексы можно представить как  $He_n V_m$ . Они содержат несколько вакансий. Присоединение гелия к комплексу может проходить по реакции типа



где  $I$  — атом облучаемого металла, вытесненный в междоузельное положение.

Таблица 8  
Энергия связи ( $E^6$ ) и энергия активации распада ( $E^d$ ) комплексов  $He_n V$  при нагреве в W, Mo и Ni (эВ) [9]

Реакция диссоциации	W			Mo		Ni
	$E_{расч}^6$	$E_{расч}^d$	$E_{эксп}^d$	$E_{расч}^d$	$E_{эксп}^d$	$E_{эксп}^d$
$HeV \rightarrow He + V$	4,39	5,07	4,05	4,2	3,05	2,10
$He_2V \rightarrow He + HeV$	2,89	3,43	3,14	2,82	2,5	1,70
$He_3V \rightarrow He + He_2V$	2,52	3,02	2,88	} 2,37	2,3	—
$He_4V \rightarrow He + He_3V$	2,50	2,94	2,41		—	
$He_5V \rightarrow He + He_4V$	2,31	—	—		—	
$He_6V \rightarrow He + He_5V$	2,52	—	—		—	
$He_7V \rightarrow He + He_6V$	1,03	—	—		—	

Например, в Mo эта реакция протекает при  $5 \leq n \leq 8$ , в Ni — при  $n \geq 6$ , в W — при  $n \geq 4$  [9]. Энергия связи атома He в комплексе возрастает при увеличении количества вакансий. С ростом дозы облучения возрастает вероятность

образования сложных комплексов типа  $He_n V_m$ . Наблюдали комплексы, содержащие до 100 и более атомов He. Такие комплексы представляют собой кластеры или центры зарождения пузырьков в металлах. Момент зародышеобразования кластеров и их концентрация исключительно чувствительны к энергии миграции гелия  $E_{He}^m$ . При малых  $E_{He}^m$  образуются преимущественно смешанные кластеры с  $n \approx m$ ; при большой  $E_{He}^m$  доминируют кластеры, обогащенные гелием, т.е.  $n > m$ .

В отличие от гелия водород взаимодействует слабее с местами захвата. Например, энергия связи атома H с вакансией в ГЦК-металлах низка и составляет всего сотые доли электронвольт —  $E_{H-V}^b \sim 0,03$  эВ; в ОЦК-металлах  $E_{H-V}^b \sim 0,3$  эВ. Эти значения  $E^b$  меньше или равны энергии активации миграции атомов H по междоузлиям. Вследствие этого маловероятны захват атомов H в кристаллической решетке и образование ими сколько-нибудь крупных комплексов и зародышей пузырьков в металлах, где  $E_H^m$  низка. Поэтому внедряемый водород может эффективно захватываться и накапливаться лишь в крупных несовершенствах материала (порах, пустотах), на фазовых границах или других структурных дефектах, а также взаимодействовать химически с образованием гидридов металла.

С увеличением дозы облучения количество захваченного в материалах газа возрастает, причем в интервале доз до  $\sim 10^{21}$  ион/м<sup>2</sup> захватывается весь внедряемый гелий (температуры облучения около комнатной или ниже). При некоторой определенной дозе захват гелия выходит на насыщение (рис. 12). Доза, при которой наблюдается отклонение от 100%-ного

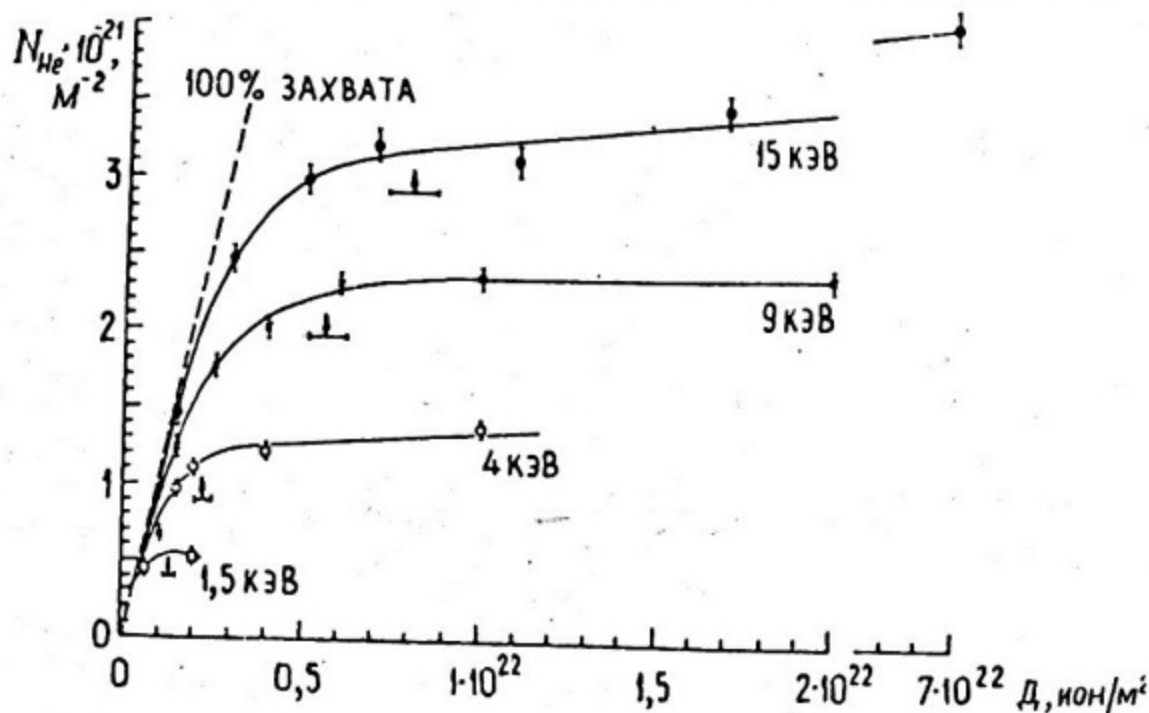


Рис. 12. Зависимость количества захваченных атомов  $^3\text{He}$  в  $\text{Nb}$  от дозы облучения при  $T = 300 \text{ К}$  [1,9]

захвата, зависит от энергии внедряемых частиц и соответствует примерно критической дозе образования блистеров. Максимальная концентрация насыщения в пике распределения изменяется от  $\sim 0,3$  ат.Не/ат.Ме в ГЦК металлах до  $\sim 0,6$  ат.Не/ат.Ме в ОЦК — металлах.

Если концентрация Не в кристалле превысит несколько атомных процентов, в структуре металлов появляются разрешаемые в просвечивающем электронном микроскопе гелиевые пузырьки (с  $d \approx 0,5-1$  нм). При относительно невысоких температурах ( $\leq 0,3 T_{пл}$ ) пузырьки образуются при дозах  $D \approx 10^{20}$  ион/м<sup>2</sup>. Распределение первых пузырьков, как правило, хаотическое. При низких температурах размеры пузырьков не превышают 1–5 нм, а высокотемпературное облучение или послерадиационный отжиг вызывают появление пузырьков с размерами до нескольких сотен нанометров в диаметре.

С увеличением дозы облучения при  $T \leq 0,3 T_{пл}$  объемная плотность пузырьков непрерывно возрастает и при дозах порядка  $10^{21}$  ион/м<sup>2</sup> выходит на насыщение, а размеры пузырьков практически не изменяются. Интересным является образование пузырьками объемной решетки (сверхрешетки), подобной кристаллической решетке облучаемого металла, только в узлах этой сверхрешетки расположены пузырьки, которые имеют примерно одинаковые размеры ( $d \approx 2$  нм) во всей области ее существования (рис. 13 и 14). На рис. 13 направление электронов в микроскопе совпадает с направлением  $\langle 110 \rangle$  матрицы и перпендикулярно плоскости слоя пузырьков; плоскость (110) матрицы совпадает с плоскостью рисунка, на котором показаны кристаллографические направления  $\langle 111 \rangle$  матричной решетки.

По микродифракционным картинам (рис. 13,в и 14,а) можно определить параметры сверхрешеток пузырьков ( $x_0$ ). Зная, что длина вектора обратной решетки обратно пропорциональна межплоскостному расстоянию, составляется пропорция:

$$\frac{d_{h_1 h_2 h_3}}{x_{h_1 h_2 h_3}} = \frac{H'_{h_1 h_2 h_3}}{H_{h_1 h_2 h_3}}, \quad (29)$$

где  $H$  и  $H'$  — расстояния между дифракционными пятнами с индексами ( $h_1, h_2, h_3$ ) от кристалла и сверхрешетки пузырьков, соответственно (измеряется по снимкам микродифракционной картины),  $d$  — межплоскостное расстояние между плоскостями с индексами ( $h_1, h_2, h_3$ ) (табличная величина). Отсюда легко определяется расстояние  $x$  между плоскостями ( $h_1, h_2, h_3$ ) сверхрешетки и из кристаллографических соотношений вычисляется параметр решетки пузырьков  $x_0$ . Параметр решетки пузырьков существенно зависит от вида и чистоты облучаемого материала, типа бомбардирующих газовых частиц и ряда других факторов, и для различных материалов составляет от  $\sim 3,5$  до  $\sim 10$  нм.

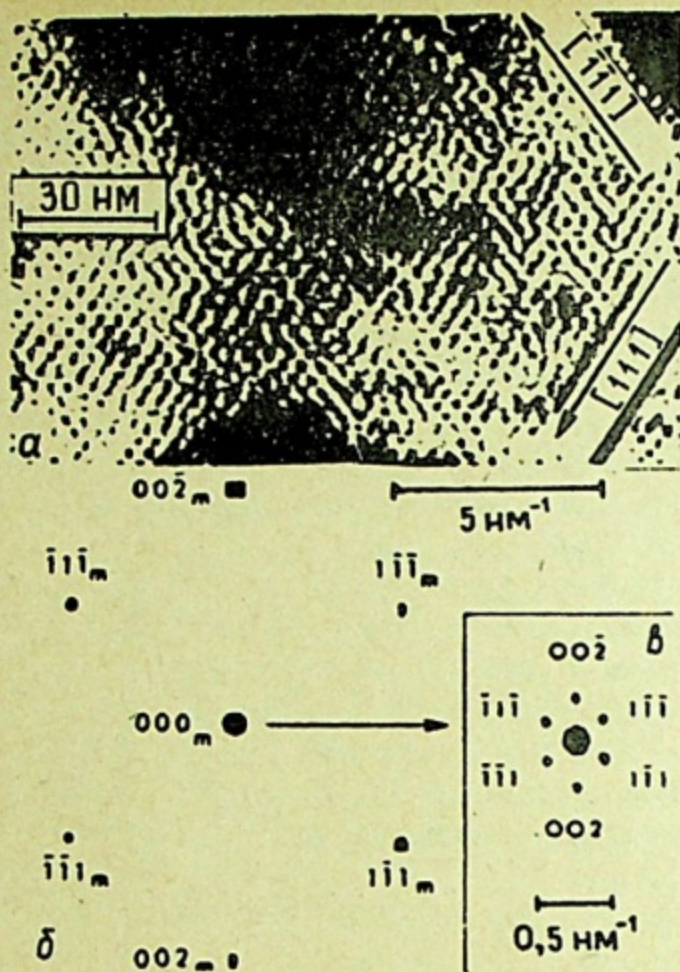


Рис. 13. Микрофотографии гелиевых пузырьков в  $\text{Cu}$ , облученной ионами  $\text{He}^+$  ( $E = 30$  кэВ,  $D = 4 \cdot 10^{21}$  ион/ $\text{м}^2$ ,  $T = 300$  К), снятые в ПЭМ (а), часть микродифракционной картины участка образца (б) и структуры центрального пятна, дополнительные рефлексы около которого обусловлены дифракцией электронов от плоскостей сверхрешетки (в)

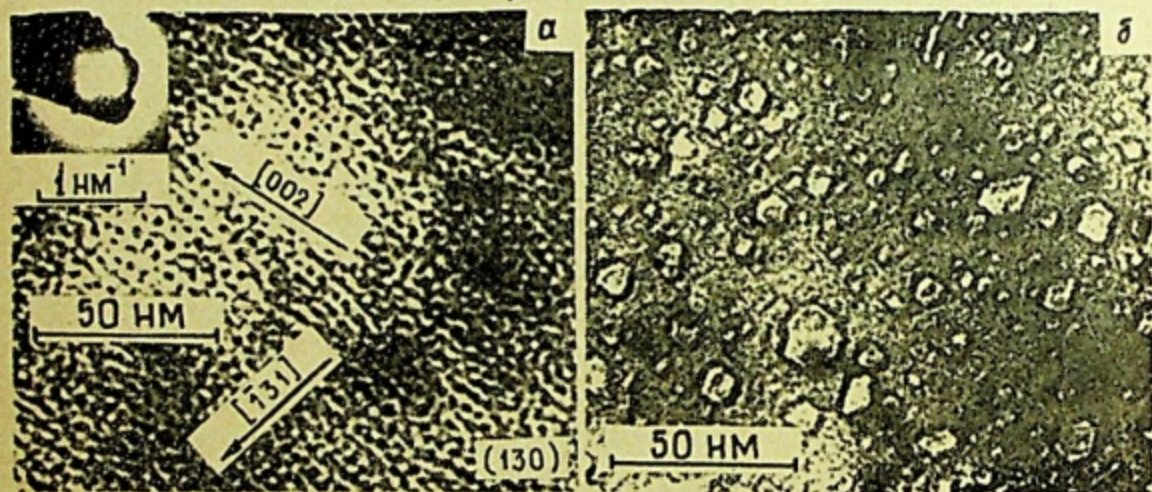


Рис. 14. Гелиевые пузырьки в никелевом сплаве X20Ni45M4B, облученном ионами  $\text{He}^+$  ( $E = 40$  кэВ,  $D = 6 \cdot 10^{21}$  ион/ $\text{м}^2$ ) при  $T = 300$  К (а) и  $T = 970$  К (б)

Сверхрешетки пузырьков обнаружены во всех исследованных металлах и сплавах ( $Mo$ ,  $Ni$ ,  $Cu$ ,  $Au$ ,  $Al$ ,  $Al_2O_3$ , стали и высоколегированные сплавы) начиная с доз насыщения захвата внедряемого газа. Максимальная плотность пузырьков наблюдается в сверхрешетках и составляет  $\sim 10^{25} \text{ м}^{-3}$  [9]. Во всех случаях, как правило, образование решетки пузырьков предшествует возникновению блистеров.

Развитие газовой пористости при увеличении дозы характеризуется увеличением давления газа в пузырьках и возникновением в облученном слое внутренних сжимающих напряжений вследствие распухания поверхностного слоя. В результате эволюции газовых пузырьков и изменения механических свойств материала в зоне максимальной концентрации пузырьков зарождаются микротрещины – полости, вызывающие расслаивание и, возможно, выпучивание (блистеринг) отслоившегося материала. В зависимости от условий облучения и вида материала характер разрушения поверхностного слоя будет отличаться, т.е. или наблюдаются блистеры, или происходит отшелушивание материала без видимого вспучивания – флекинг (рис. 15).

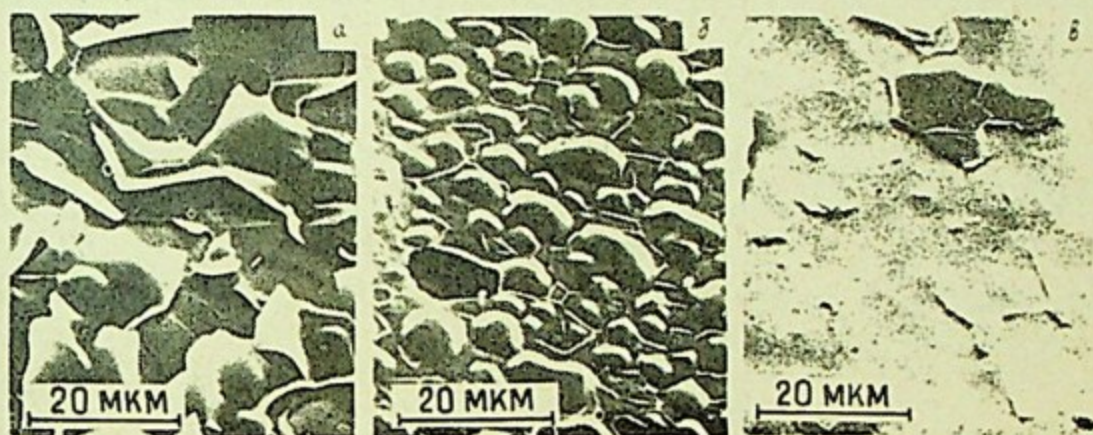


Рис. 15. Блистеры (а), шелушение ( „*exfoliation*“ ) – флекинг при объединении соседних блистеров (б) и чистый флекинг (в)  $Fe-Cr-Ni$  – сплавов, облученных ионами  $He^+$  ( $E = 80 \text{ кэВ}$ ,  $T \leq 420 \text{ К}$ )

Анализ известных механизмов блистеринга и флекинга показывает, что образование микротрещины – полости возможно за счет или объединения (коалесценции) пузырьков, или развития межпузырьковой трещины. Последующее разрушение поверхностного слоя осуществляется либо под действием давления газа внутри полости, либо совместным действием давления газа и внутренних сжимающих напряжений. В этой связи рассмотрим несколько моделей блистерообразования.

### 3.2. Модель газового давления

Исторически модель газового давления была разработана в предположении, что микротрещина-полость образуется в результате коалесценции газовых пузырьков. По этой модели схема развития процесса блистеринга следующая. Увеличение дозы ионной бомбардировки вызывает некоторое возрастание размеров образующихся пузырьков и значительное повышение их плотности; при достижении определенной критической дозы вследствие уменьшения расстояния между пузырьками происходит их объединение (коалесценция) в области максимальной концентрации пузырьков. Соприкосновение газовых пузырей, например, для ОЦК-металлов, будет происходить при их относительном объеме  $\sim 68\%$ . Коалесценция пузырьков приводит к увеличению размера (радиуса)  $r$  газовой полости и, следовательно, снижению равновесного давления  $P$ , определяемого выражением  $P = 2\gamma/r$  ( $\gamma$  — поверхностное натяжение). Образующееся при слиянии пузырьков избыточное давление суммируется и при достижении предела текучести материала приводит к пластической деформации приповерхностного слоя и образованию блистеров. Для круглого блистера из условия пластической деформации материала

$$\pi r^2 P = 2\pi r R_p \sigma_T, \quad (30)$$

где  $R_p$  — средний проективный пробег ионов;  $\sigma_T$  — предел текучести материала; определяется радиус образующего блистера:

$$r = 2R_p \sigma_T / P. \quad (31)$$

При условии, что весь внедренный газ участвует в коалесценции, давление газа в блистере можно выразить как:

$$P = D/2,7 \cdot 10^{19} \Delta R, \quad (32)$$

где  $\Delta R$  — разброс распределения внедренного газа (страгглинг). Следовательно, с учетом выражений (31) и (32) по модели коалесценции размер образующегося блистера определяется как

$$r = \frac{5,4 \cdot 10^{19} R_p \sigma_T}{C}, \quad (33)$$

где  $C = D_{кр}/\Delta R$  — критическая концентрация гелия, необходимая для образования блистеров.

Таким образом, согласно модели коалесценции газовых пузырьков толщина крышек блистеров соответствует наиболее вероятной глубине проникновения внедряемых ионов  $t_1 = R_p$  (рис. 16), а диаметр образующихся блистеров  $d \sim R_p$ . Первый вывод хорошо согласуется с экспериментальными результатами для энергий ионов  $He^+$  выше 40–60 кэВ, однако исследования соотношения между толщиной крышек и средней глубиной проник-

новения ионов для низких энергий (меньше 40 кэВ) показали, что измеренная величина  $t$  значительно выше  $R_p$ . Для объяснения данного факта, а также малой величины газовой реэмиссии при образовании блистеров и отсутствия прямо пропорциональной зависимости между диаметром и толщиной купола блистеров, предсказываемой теорией коалесценции (см. (33)), была развита модель, согласно которой движущей силой образования блистеров являются боковые напряжения.

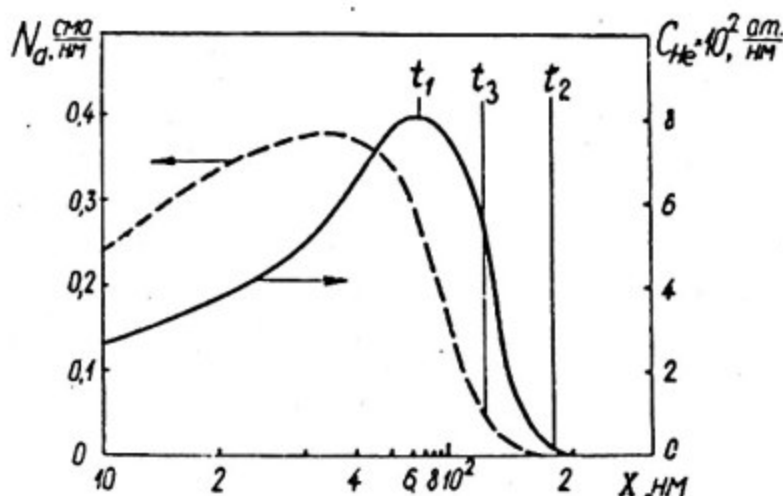


Рис. 16. Расчетные профили распределения радиационных дефектов, внедренных ионов  $\text{He}^+$  ( $E=15$  кэВ) и толщина блистерных крышек в  $Nb$  ( $t_1$  — по теории коалесценции,  $t_2$  — по теории интегральных боковых напряжений и  $t_3$  — в случае межпузырькового разрушения) [1]

### 3.3. Модель боковых напряжений

Появление высоких внутренних напряжений в тонком поверхностном слое при ионном облучении установлено экспериментально и вычислено теоретически. Согласно имеющимся данным интегральные боковые напряжения по величине могут быть значительными и в максимуме достигать значений предела текучести материала. Из рассмотрения модели деформации поверхности, основанной на использовании известного факта потери устойчивости пластины, подверженной действию нормального давления и поперечных сил в плоскости пластины, следует, что величина отклонения круглой пластины

$$W = W_0 / (1 - \alpha), \quad (34)$$

где  $W_0$  — отклонение пластины при нулевом боковом напряжении;

$$\alpha = \Sigma \cdot d^2 (1 - \nu^2) / K t^3 E, \quad (35)$$

где  $\Sigma$  — интегральное боковое напряжение;  $\nu$  — коэффициент Пуассона;  $E$  — модуль нормальной упругости;  $d$  и  $t$  — диаметр и толщина пластины соответственно;  $K$  — коэффициент, зависящий от краевых условий.

Как видно из выражений (34) и (35), даже при небольшом значении  $W_0$ , обеспечиваемом давлением газа, при  $\alpha = 1$  пластина неустойчива, т.е. существует критическое значение интегрального напряжения  $\Sigma_{кр}$ , при котором происходит деформация поверхности. На основе экспериментально определенного изменения профиля возникающих боковых напряжений и топографии поверхности показано, что  $\Sigma_{кр}$  соответствует максимальным интегральным напряжениям в облученном ионами материале, т.е. толщина крышек блистеров  $t = t_2$  равна максимальной глубине проникновения ионов (см. рис. 16). В соответствии с выражением (35) и условием образования блистеров диаметр и толщина крышек блистеров ( $\alpha = 1$ ) связаны соотношением  $d = \text{const} \cdot t^{3/2}$ . Аналогичный же результат может быть получен при рассмотрении уравнения равновесия круглой пластины, представленного в виде:

$$M_r + r \frac{dM_r}{dr} - M_\tau - r(Q + \Sigma \frac{dW}{dr}) = 0, \quad (36)$$

где  $M_r$  и  $M_\tau$  — радиальный и тангенциальный изгибающие моменты соответственно;  $r$  — расстояние от центра пластины;  $Q$  и  $\Sigma$  — внешние силы, действующие на элемент объема:  $Q$  — в направлении, перпендикулярном пластине ( $Q = Pr/2$ ),  $\Sigma = \int_0^t \Sigma(z) dz$  — сжимающее напряжение, параллельное поверхности пластины, получаемое интегрированием по толщине распухшего слоя  $t$  (рис. 17). Следует отметить, что согласно уравнению (36), боковые напряжения  $\Sigma$  дают вклад в отклонение пластины только при условии, что исходное отклонение  $\frac{dW}{dr} \neq 0$ .

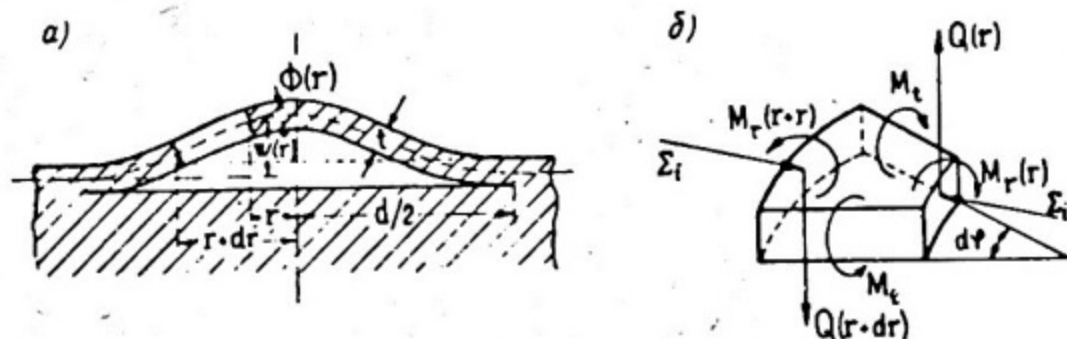


Рис. 17. Схема образования блистера (а) и силы и моменты, действующие на элемент объема блистерной крышки по модели боковых напряжений (б)

Подстановка выражений для изгибающих моментов в уравнение (36) дает дифференциальное уравнение для определения отклонения пластины  $W(r)$ :

$$\frac{d^3 W}{dr^3} + \frac{1}{r} \frac{d^2 W}{dr^2} - \left( \frac{1}{r^2} - \frac{\Sigma}{N} \right) \frac{dW}{dr} = \frac{Q}{N}, \quad (37)$$

где  $N = Et^3/12(1 - \nu^2)$  — жесткость пластины (блистерной крышки).

Решение уравнения (37) дается через Бесселевы функции, и бесконечное отклонение пластины (потеря ее устойчивости) происходит при выполнении соотношения:

$$d = [58E/12 \Sigma (1 - \nu^2)]^{1/2} t^{3/2} = \text{const} \cdot t^{3/2}. \quad (38)$$

Следовательно, согласно модели боковых напряжений между диаметром образующегося блистера и толщиной его крышки должно выполняться соотношение  $d \sim t^{3/2}$ . Однако тщательные исследования соотношения между диаметром (наиболее вероятным или средним) и толщиной крышек блистеров позволили установить, что в противоположность модели боковых напряжений это соотношение зависит от вида материала, температуры облучения, других факторов, и не согласуется с предсказаниями теории напряжений. В общем случае с учетом градиентов напряжений, влияния матрицы, связи отслоившегося облученного слоя с подложкой и т.д. это соотношение будет иметь вид

$$d \sim t^m \quad (39)$$

с  $0,75 \leq m \leq 1,5$ . Величина  $m$  зависит от прочности прикрепления отрываемой пластины к матрице:  $m = 0,75$  при очень прочной связи, а  $m = 1,5$  — при слабой. Экспериментально определенные значения  $m$  в соотношении (39) составляют: для  $Be$  — 1,25, для  $V$  — 0,85, для  $Ni$  — 1,15, для  $Nb$  — 1,22 [9].

Кроме этого, модель боковых напряжений не может объяснить отсутствие блистеров при бомбардировке металлов собственными ионами, хотя при этом возникают существенные внутренние сжимающие напряжения, усиление блистерообразования и эрозии при нагреве облученной мишени, экспериментальные результаты по исследованию блистеринга в зависимости от характера распределения гелия в имплантированном материале.

С другой стороны, количественные оценки роли давления газа и боковых напряжений в образовании блистеров показывают, что решающее значение при блистеринге должно иметь давление газа, хотя определенную роль могут играть и возникающие вследствие распухания напряжения. Для объяснения несоответствия предсказаний модели коалесценции с экспериментальными результатами в качестве наиболее вероятного механизма радиационного блистеринга в последнее время рассматривается модель газового давления с учетом механизма разрушения при образовании микротрещины между пузырьками повышенного давления в области их максимальной концентрации — модель межпузырькового разрушения.

### 3.4. Модель межпузырькового разрушения

Основной модели межпузырькового разрушения, как и в случае механизма коалесценции, является наличие в облученном материале газовых пузырьков с повышенным давлением. Схема развития межпузырьковой трещины в сверхрешетке пузырьков представлена на рис. 18.

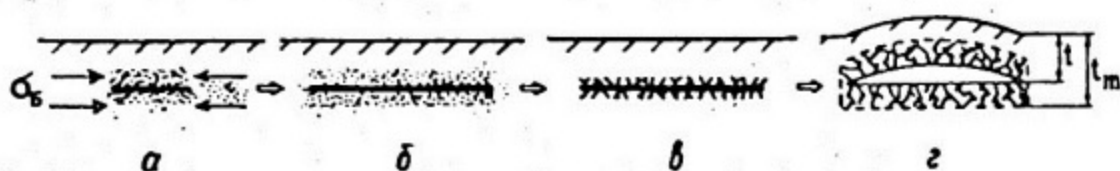


Рис. 18. Начало процесса образования трещины между пузырьками с избыточным давлением (а); расширение трещины до размера блистера (б), локальное снятие боковых напряжений ( $\sigma_b$ ) (в) и распространение микротрещин по обе стороны дискообразной полости (г)

Согласно этому механизму с ростом концентрации и размеров пузырьков, т.е. с уменьшением расстояний между ними, повышенное давление газа в пузырьках будет приводить к росту локальных напряжений, достаточных для образования межпузырьковых трещин. Следует отметить, что в общем случае газовое распухание вызывает микронапряжения ( $\sigma_n$ ) между пузырьками и боковые сжимающие напряжения ( $\sigma_b$ ), причем напряжения  $\sigma_b$  всегда действуют в плоскости, параллельной поверхности, в то время как микронапряжения могут иметь направление, перпендикулярное к облучаемой поверхности. Существует критический радиус  $r^*$  и соответствующее ему давление  $P^*$  для начала развития процесса межпузырькового разрушения. Это давление определяется выражением:

$$P - 2\gamma/r \geq \sigma_b \left[ (\pi r^2 c^{2/3})^{-1} - 1 \right], \quad (40)$$

где  $\sigma_b$  — здесь теоретический предел прочности материала,  $c$  и  $r$  — концентрация и радиус пузырьков соответственно. Необходимо отметить, что использование в качестве критерия разрушения теоретического предела прочности твердого тела приводит к завышенным значениям давления, необходимого для прохождения межпузырьковой трещины.

Первоначально трещина развивается в плоскости, параллельной облучаемой поверхности, в зоне максимальных микронапряжений, т.е. на глубине, соответствующей максимальному давлению газа в пузырьках (рис. 18,а). Развитие трещины параллельно поверхности обусловливается

двумя факторами: во-первых, возникающие вследствие газового распухания сжимающие боковые напряжения  $\sigma_b$  препятствуют любому распространению трещины в направлениях, отличных от действия этих напряжений и, следовательно, по направлению к поверхности; во-вторых, направление распространения трещины соответствует направлению контура газовой концентрации. Последующая ионная бомбардировка приводит к увеличению размеров и уширению трещины и возрастанию в ней давления газа (рис. 18,б,в). Диаметр образующейся трещины  $d$  зависит от механических свойств материалов, давления газа и глубины залегания трещины:

$$d = 1,55 [\mu(1-\nu)P]^{1/2} t^m, \quad (41)$$

где  $m$  определяется для каждого металла в соответствии с выражением (39). Когда избыточное давление газа в трещине достигнет предела текучести облученного материала, происходит деформация поверхности и образование блистеров (рис. 18,в).

Модель межпузырькового разрушения удовлетворительно согласуется с экспериментальными результатами по блистерингу при ионной бомбардировке в широком интервале энергий и температур. По оценкам, для того, чтобы давление газа могло привести к пластической деформации крышки блистера, необходимо выделение в полость 10–30% газа, внедренного при критической дозе на площадь блистеринга, для чего требуется выход газа минимум из 12 слоев пузырьков. Центральным процессом модели является то, что после релаксации боковых напряжений при прохождении первоначальной трещины, параллельной поверхности, устраняется полностью или частично основное ограничение на развитие межпузырьковых трещин перпендикулярно к поверхности (рис. 18,в). Это может привести к образованию системы перпендикулярных каналов по обе стороны от первичной микротрещины, что обеспечит выход в нее достаточного количества газа для трансформации трещины в блистерную полость (рис. 18,г).

Вычисление значений интегральных боковых напряжений в облученном слое и количества газа, выделяющегося в трещину, в зависимости от энергии ионов и температуры облучения показывает, что первичная трещина развивается на глубине, на которой напряжения вокруг образующихся газовых пузырьков максимальны и превосходят предел текучести материала, а образование самих блистеров, в принципе, возможно как за счет напряжений, так и давления газа в пузырьках. Из-за смещения профиля концентрации вакансий ближе к поверхности по сравнению с профилем внедренного гелия (см. рис. 16) уровень локальных внутренних напряжений достигает максимума на большей глубине, чем средний проектный пробег ионов  $R_p$ . Этот эффект более выражен при относительно низких энергиях ионов ( $E < 10$  кэВ), чем при высоких, когда  $t \approx R_p$ , что хорошо согласуется с экспериментальными данными (рис. 19,а). При прочих равных условиях облуче-

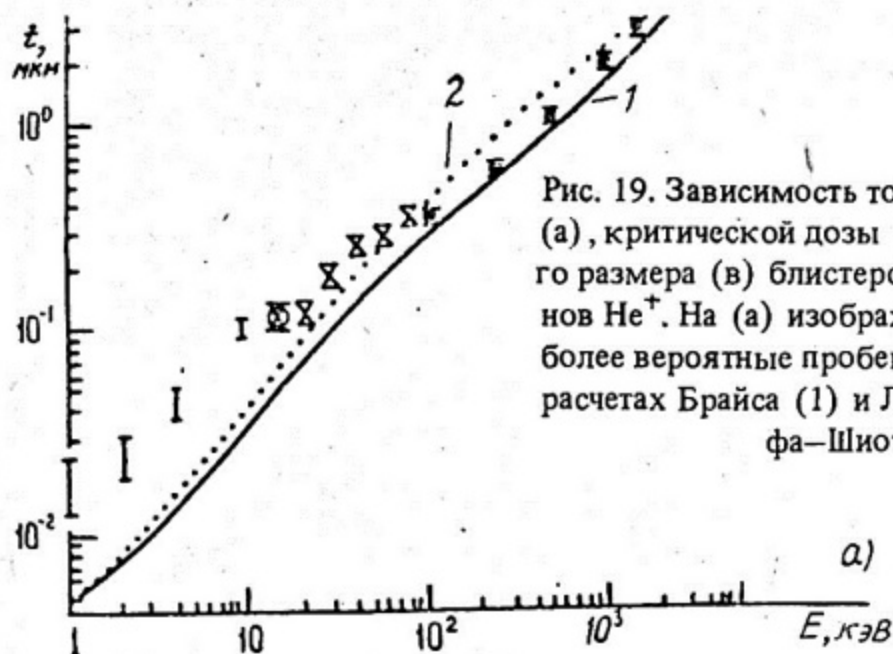
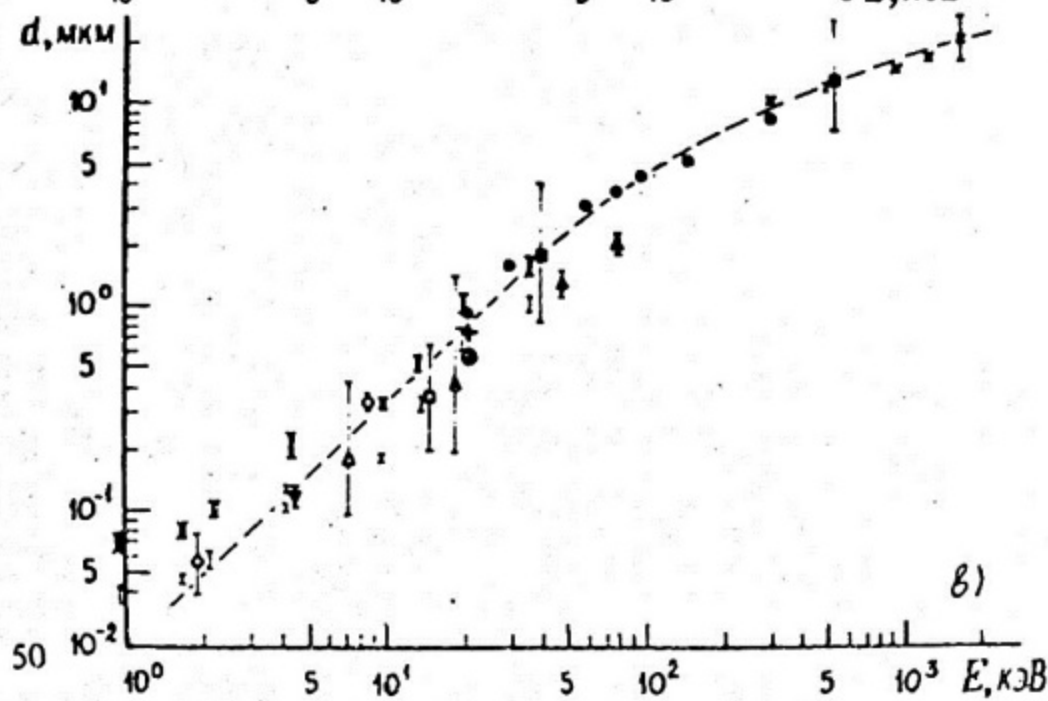
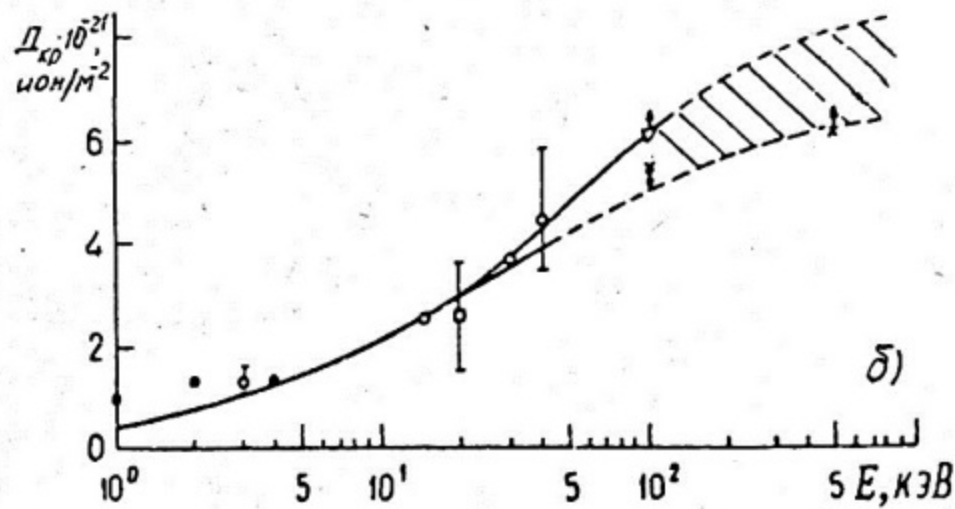


Рис. 19. Зависимость толщины крышек (а), критической дозы (б) и среднего размера (в) блистеров от энергии ионов  $\text{He}^+$ . На (а) изображены также наиболее вероятные пробеги ионов  $R_p$  при расчетах Брайса (1) и Линхарда—Шарфа—Шиотта (2)



ния при больших энергиях ионов, а также повышенных температурах вследствие увеличения доли газа, попадающего в трещину, преобладает механизм газового давления. При низких энергиях ионов и температурах мишени наиболее вероятным является деформация поверхности вследствие внутренних боковых напряжений. Следует отметить, что ранее такой же вывод был сделан на основе рассмотрения уравнения равновесия круглой пластины, подверженной действию внешних сил (п. 3.3).

Таким образом, анализ предложенных механизмов радиационного блистеринга, совместно с имеющимися экспериментальными результатами показывает, что блистеринг является результатом совместного действия микронапряжений, обусловленных избыточным давлением газа в пузырьках, и боковых сжимающих макронапряжений из-за распухания облученного слоя, причем определяющую роль играет давление газа. Зародышами блистеров являются мелкие газовые пузырьки повышенного давления размером 1–4 нм, объединяющиеся в газовые полости. Механизм объединения пузырьков (коалесценция или межпузырьковая трещина) зависит от температуры облучения и механических свойств материала.

### 3.5. Основные закономерности блистеринга

Наиболее полно изучены энергетическая, дозовая и температурная зависимости блистеринга при облучении ионами  $\text{He}^+$  и изотопов водорода ( $\text{H}^+$ ,  $\text{D}^+$  и т.д.), которые показали, что основной вклад в радиационную эрозию вносит только гелиевый блистеринг (или флексинг). В этом случае наблюдается интенсивное шелушение поверхности при больших дозах. При облучении ионами водорода образуются блистеры, но при  $T > T_{\text{комн}}$  они практически не разрушаются и, следовательно, эрозия отсутствует.

Вследствие высокой растворимости и диффузионной подвижности водорода в металлах и сплавах критические дозы блистерообразования, зависящие от природы материала и энергии ионов, как правило, выше, чем при гелиевом блистеринге. В интервале энергий 10–500 кэВ для металлов с высокой растворимостью водорода  $D_{\text{кр}} = (1\div 3) \cdot 10^{23}$  ион/м<sup>2</sup>, с низкой растворимостью —  $D_{\text{кр}} = (6\div 40) \cdot 10^{21}$  ион/м<sup>2</sup>. В целом, явление водородного блистеринга будет менее опасным по сравнению с гелиевым и по сравнению с другими механизмами эрозии, в частности распылением, при условиях, ожидаемых в ТЯР. Поэтому ниже будут рассмотрены результаты, в основном, по гелиевому блистерингу.

#### 3.5.1. Зависимость блистеринга от энергии внедряемых ионов

Энергия внедряемых ионов определяет глубину их проникновения и количество радиационных дефектов, создаваемых в структуре материала, влияет на параметры блистерообразования, характер и степень разрушения поверхности.

Существует пороговая энергия, ниже которой блистеры не образуются и эрозия идет, в основном, за счет распыления поверхности. Блистеры начинают образовываться при энергии ионов  $\text{He}^+$  1 кэВ и выше. Увеличение энергии сопровождается ростом пробега ионов в материалах и, как следствие, происходит увеличение критической дозы блистерообразования, размеров и толщины крышек блистеров, уменьшение их плотности. Основные закономерности изменения параметров блистеринга в зависимости от энергии ионов практически одинаковы для всех исследованных в настоящее время материалов и на примере некоторых металлов представлены на рис. 19 и в табл. 9.

Таблица 9

Характер радиационного шелушения и коэффициенты эрозии материалов при различных энергиях ионов  $\text{He}^+$  ( $D = 10^{22}$  ион/м<sup>2</sup>) [1]

Материал	Энергия, кэВ		
	20	40	80
Никелевый сплав 03X20H45M4BЧ	Блистеринг $S = 0,01$ ат./ион	Флекинг-1 слой $S = 0,67$ ат./ион	Флекинг-2 слоя $S = 0,78$ ат./ион
Ванадиевый сплав $V - 2,57r - 0,4C - 0,06Y$	Блистеринг $S = 0,0$ ат./ион $T = 350$ К  $S = 0,18$ ат./ион $T = 770$ К	Блистеринг + флекинг-2 слоя $S = 0,27$ ат./ион $T = 350$ К  $S = 0,06$ ат./ион $T = 770$ К	Локальный флекинг до 5 слоев —  $S = 0,19$ ат./ион $T = 770$ К

При фиксированной дозе, незначительно превышающей критическую, например  $3 \cdot 10^{22}$  ион/м<sup>2</sup>, с ростом энергии ионов выше 100 кэВ наблюдается уменьшение эрозии стали, связанное с увеличением глубины проникновения ионов, вследствие чего возрастает  $D_{кр}$  и, следовательно, при заданной дозе не успевает произойти шелушение. Однако при высоких дозах облучения, когда должно быть заведомо большое шелушение, эрозия с увеличением энергии ионов возрастает за счет увеличения толщины и диаметра крышек блистеров, увеличения количества отшелушенных слоев и их суммарной площади. Например, при возрастании энергии от 20 до 95 кэВ эрозия стали увеличивается в 30 раз, а ванадия — в 15 раз. При одинаковой дозе  $2 \times 10^{22}$  ион/м<sup>2</sup> увеличение числа поколений шелушения поверхности от 1 при 20 кэВ до 2 и 3 при 40 и 80 кэВ соответственно наблюдали на Ni и нержавеющей стали. В соответствии с теоретическими оценками разность диаметров двух последующих поколений блистеров приблизительно равна удвоенному боковому разбросу пробега ионов  $\sqrt{\Delta R_1^2}$ :

$$d_n - d_{n-1} = 2\sqrt{\Delta R_1^2} \quad (42)$$

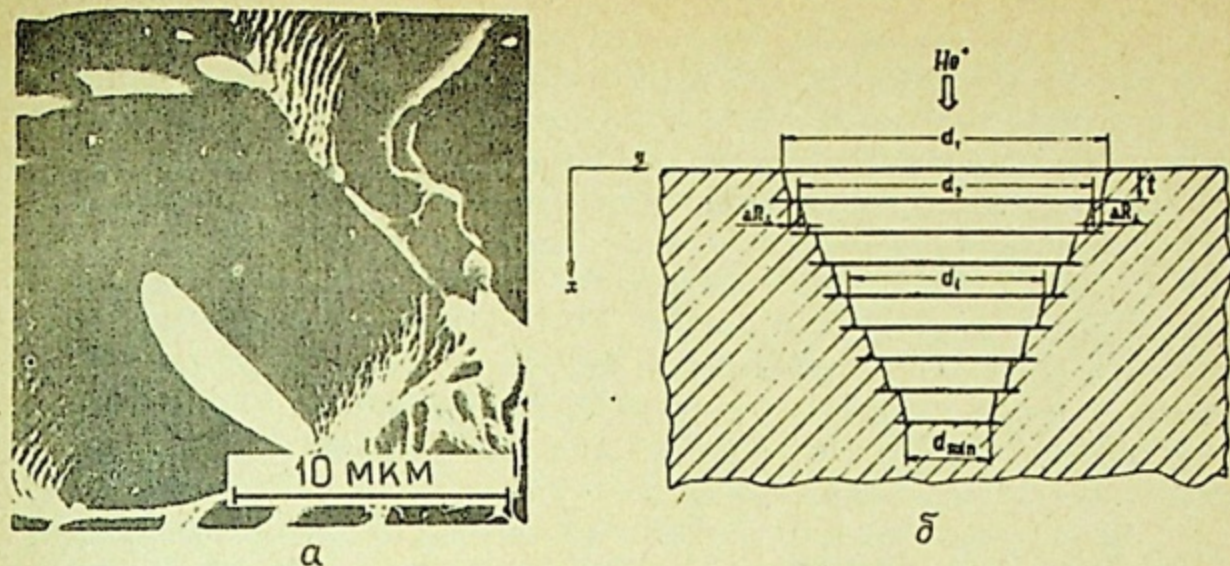


Рис. 20. Многослойное шелушение (39 слоев) сплава инконель, облученного ионами  $\text{He}^+$  ( $E = 50$  кэВ,  $\varphi = 6,4$  А/м<sup>2</sup>,  $T = 300$  К) (а) и схема эрозии (б)

Отсюда следует, что для каждой энергии существует конечное и определенное число поколений блистеров, равное

$$n_{max} = (d_1 - d_{min}) / 2 \sqrt{\Delta R_1^2}, \quad (43)$$

где  $d_1$  — диаметр блистера первого поколения;  $d_{min}$  — минимально возможный (для данной энергии) диаметр блистеров. Микрофотография многослойной эрозии и схема шелушения приведены на рис. 20.

В зависимости от условий облучения эрозия осуществляется либо по механизму блистеринга, либо флекинга. При этом в случае флекинга количество отшелушенных слоев в несколько раз превышает число поколений блистеров, характерное для данных условий облучения, поскольку  $d_1$  при флекинге значительно больше, чем при блистеринге, следовательно, в соответствии с выражением (43) больше и  $n_{max}$ . Кроме того, экспериментально определено, что флекинг протекает значительно быстрее, чем процесс шелушения путем образования куполообразных блистеров, а значит, при флекинге коэффициент эрозии существенно больше, чем при блистеринге, и может достигать величины  $\sim 10$  ат./ион.

В целом, следует отметить, что характер разрушения материалов существенно изменяется в интервале энергий до 40–100 кэВ и практически не изменяется с ростом энергии выше 100–300 кэВ, где в большей степени определяется температурой и дозой. При относительно низких энергиях ионов наблюдается прекращение блистерообразования и шелушения с ростом дозы, т.е. наступает дозовый обрыв блистеринга, причем установлено, что критическая дозы обрыва  $D'_{кр}$  увеличивается с ростом энергии. Например, при облучении Nb ионами  $\text{He}^+$   $D'_{кр} = 6,25 \cdot 10^{22}$  ион/м<sup>2</sup> при энергии 5 кэВ и  $D'_{кр} = 18,75 \cdot 10^{22}$  ион/м<sup>2</sup> при 15 кэВ [1].

С ростом энергии изменяется соотношение между толщиной крышки блистера и величиной расчетного проективного пробега ионов в материале  $R_p$ : при энергиях ионов  $\text{He}^+$  40 кэВ и выше для большинства материалов наблюдается совпадение в пределах 10–20% между толщиной крышек блистеров  $t$  и расчетной длиной проективного пробега ионов  $R_p$ , а для энергий ниже 40 кэВ экспериментально измеренная толщина  $t$ , как правило, выше рассчитанной глубины проникновения ионов, причем разница увеличивается с уменьшением энергии ионов (см. рис. 19,а). Уменьшение толщин крышек блистеров по сравнению с проективным пробегом, например, объясняется перераспределением внедренного гелия вследствие диффузии в сторону пика радиационных повреждений, а также смещения профилей распределения внедренного газа и радиационных дефектов.

Характерным для молибденовых и высоколегированных никелевых сплавов, облученных при 20 кэВ, является наличие ярко выраженных двух максимумов в распределении блистеров по размерам. В сплавах молибдена средний диаметр блистеров в первом пике  $\bar{d}_1 = 0,1-0,2$  мкм, во втором —  $\bar{d}_2 = 0,8-0,9$  мкм; в никелевых сплавах  $\bar{d}_1 = 0,1-0,2$  мкм и  $\bar{d}_2 = 1,2-1,3$  мкм (рис. 21). При увеличении энергии ионов до 40 кэВ и выше мелкие блистеры не образуются. Образование блистеров двух характерных размеров, по-видимому, связано с перераспределением внедренного гелия в поле неоднородных напряжений, возникающих при ионном облучении. При низких энергиях ионов градиенты напряжений в имплантированном слое выше, чем при больших энергиях, следовательно, выше и интенсивность перераспределения внедряемого газа по глубине. В общем виде скорость перераспределения

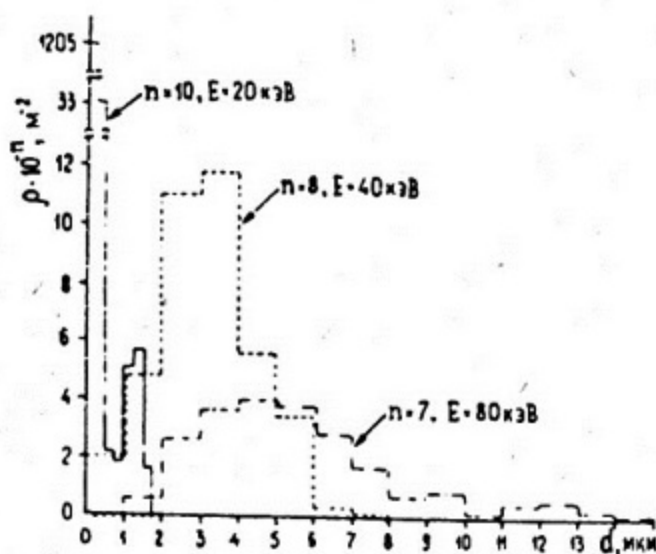


Рис. 21. Гистограммы распределения блистеров по размерам на никелевом сплаве 03X20H45M4Bz, облученном ионами  $\text{He}^+$  ( $D = 2,5 D_{кр}$ ,  $T = 300 \text{ K}$ ) с разными энергиями

(в виде комплексов  $He_n V_m$  или пузырьков с  $r \approx 1$  нм) можно представить в виде:

$$\vec{v} = A \left( \rho - \frac{2\gamma}{r} \right) \nabla \vec{\sigma} + B D_V \nabla \vec{\sigma} + 2 D_V \nabla \vec{c}_V, \quad (44)$$

где  $v$  — скорость миграции пузырька;  $D_V$  — объемный коэффициент диффузии вакансий;  $A$  и  $B$  — постоянные, отражающие свойства вещества при заданной температуре;  $\nabla \vec{\sigma}$  — градиент суммарных внутренних напряжений;  $\nabla \vec{c}_V$  — градиент концентрации вакансий.

Факт перераспределения гелия в процессе облучения установлен экспериментально как по измерениям толщин крышек блистеров, так и изучением его распределения по глубине образцов.

Второй особенностью энергетической зависимости блистеринга является увеличение влияния природы материалов на характер разрушения поверхности и величину коэффициентов эрозии с ростом энергии.

Таким образом, энергия ионов оказывает заметное влияние на параметры блистеринга и коэффициенты эрозии: изменяется соотношение между величинами толщин крышек блистеров и проективным пробегом ионов; с ростом энергии ионов увеличивается размер и количество поколений блистеров; изменяется характер разрушения поверхности; в большей степени проявляется природа (структура) облучаемых материалов; изменяется влияние состояния поверхности на блистерообразование.

### 3.5.2. Дозовая зависимость радиационного блистеринга

Доза ионов является одним из основных факторов, определяющих величину и характер эрозии поверхности. Деформация поверхности при ионной имплантации наступает после достижения критической дозы  $D_{кр}$ , которая зависит от ряда параметров, таких, как энергия и угол падения бомбардирующих частиц, концентрация и проницаемость внедренного газа в мишени, температура облучения, структура и свойства материала, кристаллографическая ориентация поверхности и др.  $D_{кр}$  примерно соответствует дозе насыщения захвата внедряемых ионов (см. рис. 12), а начало блистерообразования сопровождается интенсивным газовыделением. Исследования критической дозы блистерообразования показали, что она возрастает при увеличении энергии ионов (см. рис. 19,б), выходит на насыщение при больших энергиях и практически не зависит от нее в интервале 200–2000 кэВ;  $D_{кр}$  уменьшается с ростом температуры мишени и в определенной степени зависит от обработки материалов и состава сплавов. Данные по критическим дозам различных материалов, представленные в табл. 10, в целом подтверждают эти факты.

Критические дозы блистерообразования при облучении ионами  $\text{He}^+$  [17]

Материал	Е, кэВ	Т, К	$D_{кр} \cdot 10^{-21}$ , ион/м <sup>2</sup>
<i>Cu, Ni</i>	140	300	5,7-8
<i>Pd</i>	300	300	7,5
<i>Mo</i>	7	300	1-2
	20	300	4-6
	36	300	5-7
<i>Nb</i>	9	200-1270	1-2
	9	300	3,1
	10	300	1
V и его сплавы	200-2000	970	2
W	300-1600	300	2
Сталь 316	300	100	14
		770	7
		970	4
<i>Al</i>	20	80	3,1
		265	3,0
		475	2,1
		675	0,7

Существенное влияние на  $D_{кр}$  оказывает кристаллографическая ориентация мишени, поэтому при облучении монокристаллов она заметно меняется от одной плоскости к другой из-за изменения условий каналирования ионов. Разрушение блистеров происходит после достижения определенной дозы  $D_{кр}^{\text{ш}}$ , которая также является функцией температуры, энергии и факторов, связанных с природой материалов и подготовкой их поверхности. В результате разрушения блистеров с ростом дозы эрозия материалов вначале увеличивается, достигает максимума при определенной дозе, а затем снижается и вовсе прекращается при некоторой  $D'_{кр}$  — дозе "обрыва" блистеринга.

Типичные электронно-микроскопические снимки изменения характера повреждений поверхности и коэффициентов эрозии с дозой облучения приведены на рис. 22 и 23.

При высоких дозах облучения ( $D > D'_{кр}$ ) эрозия определяется, в основном, распылением поверхностного слоя. После достижения  $D'_{кр}$  на облучаемой поверхности формируется равновесная структура, характер которой не изменяется вплоть до максимально достигнутых доз (табл. 11).

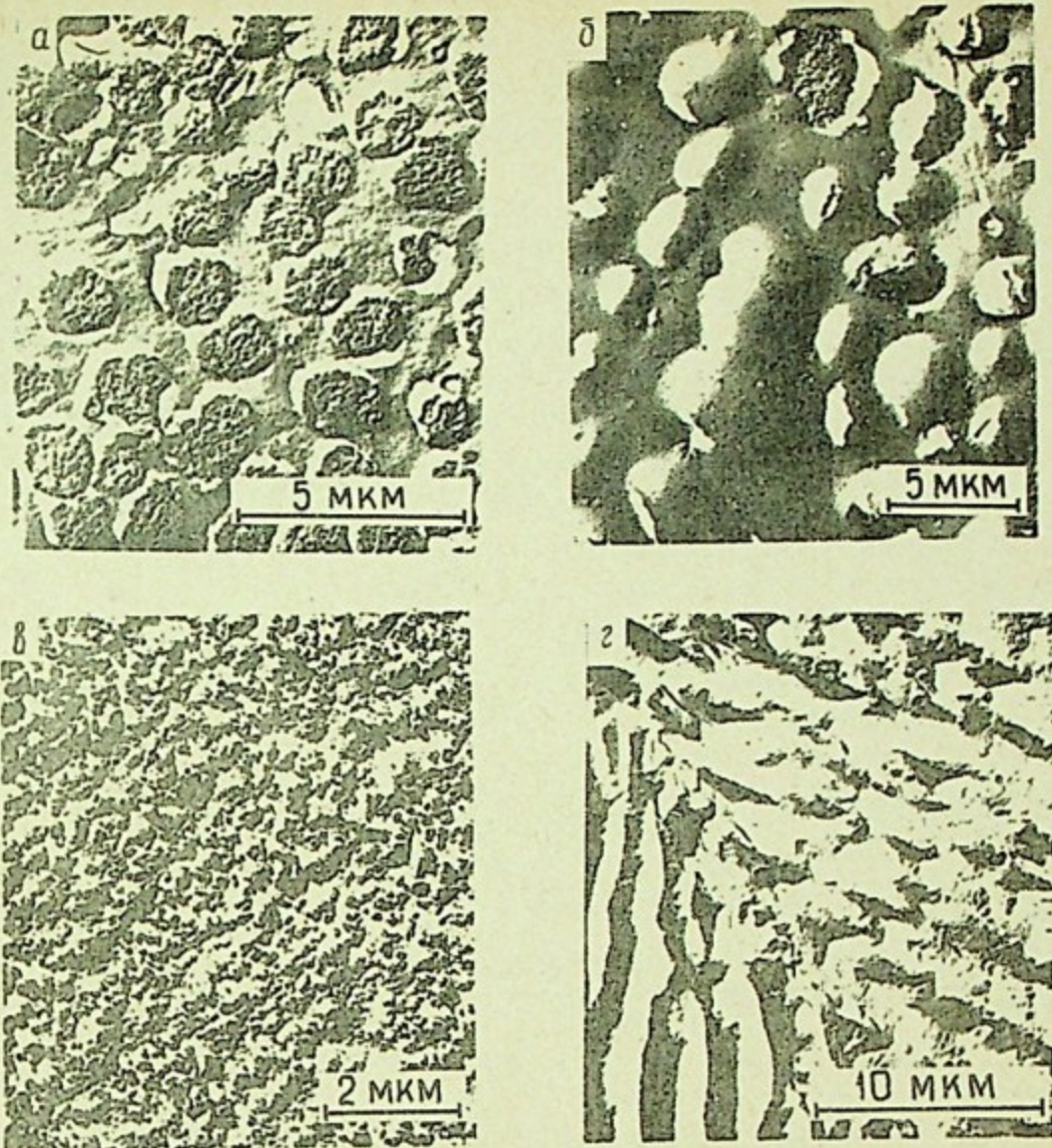


Рис. 22. Изменение характера разрушения поверхности стали 0X16H15M3B при облучении ионами  $He^+$  (а –  $5 \cdot 10^{21}$ , б –  $5 \cdot 10^{22}$ , в –  $10^{23}$ , г –  $5 \cdot 10^{24}$  ион/м<sup>2</sup>) при  $E=20$  кэВ,  $T=300$  К

Стадии эрозии перед формированием равновесной структуры существенно зависят от энергии ионов и температуры мишени. В интервале энергий до  $\sim 20$  кэВ при комнатной температуре с увеличением дозы наблюдается разрушение блистеров, отшелушивание их крышек и распыление, приводящее к образованию вначале пор на поверхности, затем с ростом дозы ( $> 5 \cdot 10^{22}$  ион/м<sup>2</sup>) – гребней и канавок с глубиной около микрона и направлением, зависящим от кристаллографической ориентации зерен. В ряде случаев при облучении материалов тяжелыми ( $Ar^+$ ,  $Ne^+$  и др.) и легкими газовыми ионами образуются конусообразные неровности, плотность и высота которых возрастает с ростом дозы в определенном интервале. При энергии

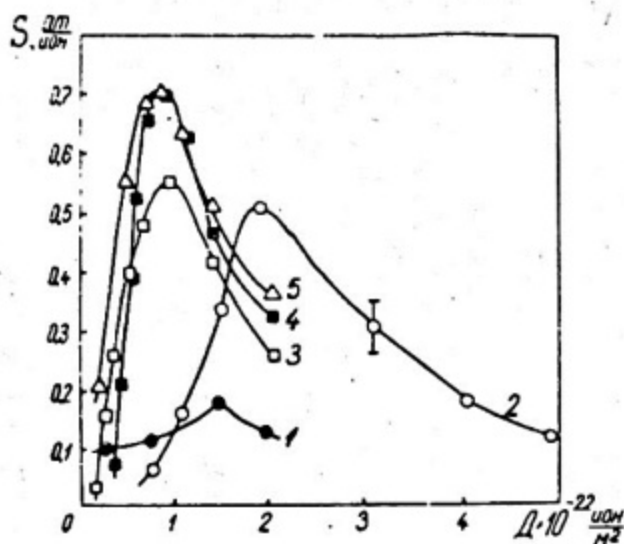


Рис. 23. Зависимость коэффициентов эрозии от дозы при облучении ионами  $H^+$  с  $E=20$  кэВ (1 –  $T=970$  К; 2 ÷ 5 –  $T=300$  К):

1 – молибденовый сплав ( $Mo - 0,005 Al - 0,003 V - 0,008 C$ ); 2, 3, 5 – сталь 0X16H15M3Б в состоянии прокатки, отжига при 1170 К, 1 ч и старения при 1070 К, 10 ч, соответственно; 4 – сталь 0X16H15M3БР (отж. 1170 К, 1 ч)

Таблица 11

Критические дозы обрыва радиационного блистеринга [1]

Материал	$E, \text{кэВ}$	$T, \text{К}$	$D'_{кр} \cdot 10^{-22}, \text{ ион/м}^2$	Максимально достигнутая доза $D_{max} \cdot 10^{-22}, \text{ ион/м}^2$
Nb	0,5–9	300	1,6–18,7*	700
	6	1070	6,2	500
	10	300	5,0–6,2*	19
	10	870	6,2	19
	10	970	1,2	19
	15	300	18,0	19
Инконель	20	300	10,0	100
У (монокристалл)	10	300	12,5–15,6*	19
	10	770	9,4–12,5*	19
0X16H15M3Б	40	$\leq 370$	100	100
0X18H40M5	40	$\leq 370$	60	120
Сталь 316	12	300, 670, 900	Более 40	40

ионов  $\geq 40$  кэВ и дозе  $3 \cdot 10^{22}$  ион/м<sup>2</sup> образуются блистеры, которые разрушаются с повышением дозы, возникают блистеры второго и третьего поколений (доза  $\sim 6 \cdot 10^{22}$  ион/м<sup>2</sup>), затем распыляются участки между кратерами блистеров (доза  $3 \cdot 10^{23}$  ион/м<sup>2</sup>) и образуется пористая (губкообразная) структура с размерами пор 100–200 нм и плотностью  $\sim 10^{13}$  м<sup>-2</sup>.

В настоящее время обрыв блистеринга экспериментально установлен при энергиях ионов до 40–50 кэВ. При энергиях ионов гелия выше 40 кэВ прекращение шелушения поверхности послойным отщеплением не обнаружено вплоть до максимально достигнутой в экспериментах дозы  $1,25 \cdot 10^{24}$  ион/м<sup>2</sup>, причем на Nb при комнатной температуре и  $E = 100$  кэВ наблюдали шелушение 17 слоев, а на сплаве инконель, облученном ионами He<sup>+</sup> с энергией 50 кэВ при той же температуре, – 39 слоев шелушения (рис. 20,а), и дозового обрыва достигнуто не было [9]

Из значений  $D'_{кр}$  материалов, представленных в табл. 11, видно, что критическая доза обрыва блистеринга уменьшается с ростом температуры облучения и повышается при увеличении энергии ионов. Как правило, чем выше коэффициент распыления данного материала, тем меньше  $D'_{кр}$ .

Следует подчеркнуть, что дозовая зависимость параметров блистерообразования (табл. 12) и степени эрозии (см. рис. 23) зависят от вида материала, их термообработки и способа подготовки поверхности. Например, механическая полировка способствует более медленному развитию блистеров и их разрушению по сравнению с электрополировкой; сложнолегированные стали и сплавы имеют более высокие коэффициенты эрозии по сравнению с менее легированными материалами и чистыми металлами.

При изучении радиационной эрозии при дозах выше  $2 \cdot 10^{23}$  ион/м<sup>2</sup> и энергии ионов менее 20 кэВ на поверхности стали, молибдена и ниобиевого сплава (Nb–1,0Zr–0,1C) обнаружено большое количество цилиндрических кратеров-пор размерами до 0,5 мкм. Это свидетельствует о том, что послеблистерное распыление материала идет путем физического распыления с заметным вкладом локальной эрозии, подобной чанковой эмиссии.

Рассмотрим подробнее явление обрыва блистеринга при больших дозах. Прекращение блистерообразования и шелушения поверхности с ростом дозы обусловлено рядом факторов: уширением профилей распределения внедренного гелия и радиационных дефектов; нарушением компланарности\* внедренного газа из-за образующихся в результате шелушения поверхности микронеровностей; изменением соотношения между количеством захваченного гелия и концентрацией радиационных дефектов. Вследствие высокой концентрации дефектов в приповерхностном слое облученного материала первый фактор вызывает увеличение диффузии (выхода) внедренного гелия через поры и микротрещины, что приводит к снижению

\* Компланарность – залегание пузырьков в одной плоскости.

внутренних напряжений и так же, как и нарушение компланарности залегания газа, уменьшает вероятность образования и скорость роста микротрещин — зародышей блистеров.

Т а б л и ц а 12

Зависимость параметров блистеров различных материалов от дозы при облучении ионами  $\text{He}^+$  ( $E = 20$  кэВ,  $T \leq 370$  К) [1]

Материал	Предварительная обработка при $T=1170$ К	$D \cdot 10^{-21}$ ион/ $\text{м}^2$	Параметры блистеров					
			$d_{\text{max}}$ , мкм	$d_{\text{н.в.}}$ , мкм	$\bar{d}$ , мкм	$\rho \cdot 10^{-11}$ , $\text{м}^{-2}$ , $d > 0,4$ мкм	$\rho \cdot 10^{-11}$ , $\text{м}^{-2}$ , $d \leq 0,4$ мкм	$\rho_{\Sigma} \cdot 10^{-11}$ , $\text{м}^{-2}$
Сталь (X18H10T)	Отжиг 1 ч	5	2,8	1,1	1,6	0,8	—	0,8
		10	3,5	1,2	1,8	1,1	—	1,1
		30	5,1	2,0	2,8	1,1	0,01	1,1
		50	8,0	2,0	2,9	0,9	0,01	0,9
Сталь (0X16H15M3B)	Отжиг 1 ч	5	3,4	1,6	0,74	2,5	6,3	8,8
		10	4,2	1,8	1,10	1,8	1,5	3,3
		30	8,0	—	—	—	—	—
	Отжиг 1 ч +ХД 20%	5	2,2	1,2	0,55	2,1	3,3	5,4
Старение 10 ч ( $T=1070$ К)	5	7,9	1,7	2,10	2,4	0,05	2,4	
Никелевый сплав (03X20H45M4B1)	Отжиг 1 ч	5	1,8	1,1	0,14	1,4	124,0	125,4
		10	2,8	1,2	0,21	1,6	122,1	123,7
		15	3,5	1,3	0,34	1,5	90,2	91,7
Никелевый сплав (X20H178T)	Отжиг 1 ч	5	3,0	1,8	0,8	0,4	—	0,4
		10	3,5	2,0	0,9	1,1	1,0	2,1
		30	6,8	2,0	1,4	4,1	0,9	5,0
Ni	Отжиг 0,5 ч	5	2,0	1,2	1,4	0,7	—	0,7

Формирование на поверхности образцов, облученных до высоких доз, характерного микрорельефа, пор (губчатой структуры) или конусов является предметом многочисленных исследований. Образующаяся на поверхности структура — результат комплексного влияния различных факторов, включая зависимость коэффициента распыления от угла падения ионов, присутствие на поверхности примесей и включений второй фазы, изменение состава поверхности при высоких дозах, возможность химического взаимодействия (реакций) между бомбардирующей частицей и атомами на поверхности, присутствие дефектов структуры и других. Наблюдаемая после обрыва блистеринга пористая структура, как правило, образуется при пересечении газовых пузырьков с поверхностью мишени или их миграции вдоль нее. Относительно механизма зарождения и роста конусов большинство исследователей полагают, что центрами их зарождения являются расположенные на поверхности примеси, имеющие меньший коэффициент распыления, или структурные дефекты, приводящие к локальному изменению коэффициентов распыления. Концентрация примесных атомов определяет плотность конусов. При наличии на поверхности каких-либо неоднородностей с меньшим, чем у матрицы, коэффициентом распыления может происходить вытравливание материала вокруг этих включений и образование выступов на поверхности. При последующем облучении возможно постепенное выравнивание профиля труднораспыляемых частиц до состояния, когда угол между нормалью к их поверхности и ионным пучком будет равен углу, при котором коэффициент распыления включения максимален ( $\theta_m$ ). Рост конусов в этом случае обусловлен угловой зависимостью коэффициента распыления.

В условиях предварительного блистерообразования или шелушения поверхности центрами зарождения конусов при дозах выше  $D'_{кр}$  могут служить микронеровности на дне отшелушенных участков, а также места кратерного разрушения поверхности (рис. 22,в). Развитие рельефа при очень высоких дозах  $\sim (10 \div 100) D'_{кр}$ , вероятно, вызвано распылением конусов и эффектами, обусловленными глубинными нарушениями при ионной бомбардировке: образующиеся дислокационные петли и сетки вызывают локальное увеличение коэффициентов распыления на дефектах, что приводит к появлению на поверхности маленьких борозд, параллельных дислокациям. Стенки образующихся борозд наклонены относительно пучка бомбардирующих ионов и растравливаются в процессе облучения до тех пор, пока угол  $\theta$  между нормалью к их поверхности и падающим пучком не станет равным углу  $\theta_m$ . При длительном облучении борозды сливаются и образуют характерный микрорельеф в виде гребней и впадин (рис. 22,г).

### 3.5.3. Температурная зависимость блистеринга

Температура является одним из важнейших факторов, определяющих развитие радиационного блистеринга. Интервалы характерных поверхностных нарушений и зависимость коэффициентов эрозии от температуры облучения материалов приведены в табл. 13 и на рис. 24 и 25.

Таблица 13

Температурные интервалы максимальной эрозии и образования пористой структуры поверхности при облучении различных материалов ионами  $He^+$  [1]

Материал	E, кэВ	Интервалы температур			
		максимальной эрозии		образования пор	
		T, К	T/T <sub>пл</sub>	T, К	T/T <sub>пл</sub>
Al	20	230	0,28	600–990	0,72–0,83
	100	265	0,32	350	0,42
	300	265	0,32	690	0,83
Сталь ОХ16Н15М3Б	20	600–750	0,33–0,42	900	0,5
Сталь Х18Н9Т	20	300–400	0,16–0,22	–	–
Сталь 59304	100	720	0,34–0,43	–	–
Ni	20	≤800	≤0,46	–	–
	500	570–760	0,33–0,44	1175	0,68
Никелевый сплав Х18Н40М5Б	40	640	0,37	870	0,51
	500	870	0,39	1180–1490	0,54–0,68
V (технический)	500	870	0,39	1180–1490	0,54–0,68
V (вакуумной плавки)	20	700–800	0,32–0,37	900–1100	0,41–0,46
Сплав ванадия V-2,5Zr-0,4C-0,06Y	20	700–800	0,32–0,37	900–1100	0,41–0,46
Nb	300	690–885	0,25–0,32	1300–1495	0,47–0,54
Сплавы ниобия:					
Nb-4,1Mo-0,8Er-0,02C	20	900–1100	0,33–0,40	1200–1400	0,44–0,51
Nb-1,0Zr-0,1C	20	900–1100	0,33–0,40	1200–1400	0,44–0,51
Mo	36	810	0,28	1590	0,55
	300	665–870	0,23–0,3	1445	0,5
Сплавы молибдена:					
Mo-0,13Zr-0,002B-0,002C	20	900–1000	0,31–0,34	1200	0,42
Mo-0,005Al-0,003B-0,008C	20	900–1100	0,31–0,38	1200	0,42

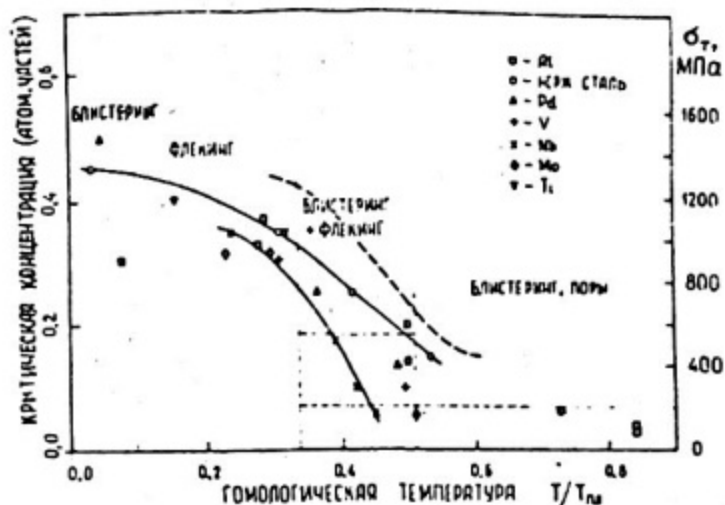


Рис. 24. Температурная зависимость критической концентрации гелия, необходимой для деформации поверхности, при энергиях 20–300 кэВ (пунктирная линия – изменение  $\sigma_T$  нержавеющей стали 304 от температуры)

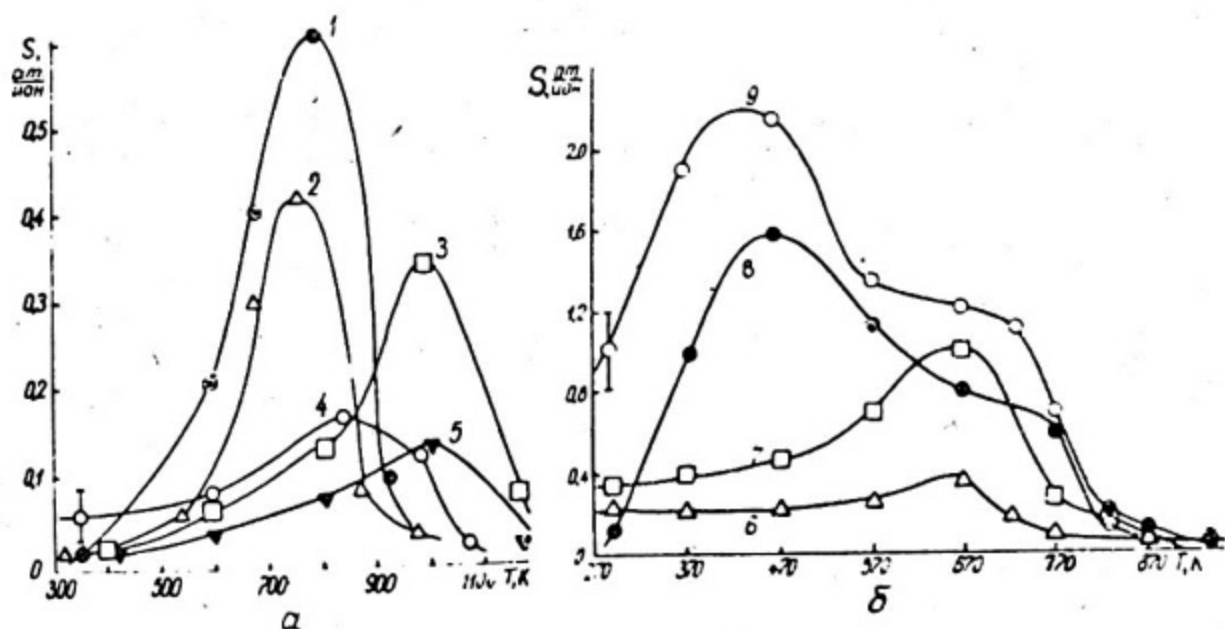


Рис. 25. Температурная зависимость коэффициентов эрозии при облучении ионами  $\text{He}^+$  до  $D = 10^{-22}$  ион/м<sup>2</sup>:

1 – Ванадиевый сплав (V – 2,5Zr – 0,4C – 0,06Y); 2 – Ванадий вакуумной дуговой плавки; 3 – Ниобиевый сплав (Nb – 4,1 Mo – 0,8Zr – 0,02C); 4 – Молибденовый сплав (Mo – 0,05Al – 0,003B – 0,008C); 5 – Ниобиевый сплав (Nb – 1,0Zr – 0,1 C); 6 – X18H10T; 7 – 0X16H15M3B; 8 – 03X20H45M4BЧ; 9 – 03X20H45M4БРЦ [1]

Анализ результатов температурной зависимости эрозии металлов и сплавов по шкале гомологических температур показывает, что в целом характер разрушения поверхности с ростом температуры изменяется в следующей последовательности: блистеринг до  $(0,1-0,25)T_{пл}$ ; шелушение —  $(0,1-0,4)T_{пл}$ ; высокотемпературный блистеринг —  $(0,4-0,8)T_{пл}$ ; пористая структура — выше  $(0,45-0,8)T_{пл}$ . Как видно, указанные интервалы температур достаточно широкие, так как зависят от условий облучения и природы материалов. С ростом температуры плавления представленных металлов (алюминий — никель — ванадий — ниобий — молибден) гомологическая температура перехода к пористой структуре имеет тенденцию к уменьшению, а с увеличением энергии бомбардирующих ионов гомологические температуры переходов от шелушения к высокотемпературному блистерингу и от блистеринга к порам возрастают. В общем случае с увеличением температуры наблюдается экстремальная зависимость изменения размеров блистеров с максимумом в определенном интервале температур: в области существования низкотемпературных блистеров их размеры возрастают, а в области высокотемпературного блистеринга — уменьшаются. Характерной особенностью высокотемпературных блистеров являются их выпуклая форма, часто ограниченная, и высокая устойчивость против шелушения вплоть до больших доз облучения. С изменением температуры изменяется соотношение между диаметрами и толщинами крышек блистеров, причем толщина крышек блистеров или отшелушенного слоя уменьшается при увеличении температуры, как и критические дозы образования  $D_{кр}$ , шелушения  $D_{кр}^ш$  и обрыва  $D_{кр}'$  блистеринга.

Температурная зависимость коэффициентов эрозии носит универсальный экстремальный характер. Температура максимума эрозии возрастает с увеличением температуры плавления материалов, что особенно заметно при сравнении коэффициентов эрозии между двумя группами материалов — сплавов тугоплавких металлов (рис. 25,а) и аустенитных  $Fe-Cr-Ni$  — сталей и сплавов (рис. 25,б): если у первых эрозия максимальна при  $T = 800-1000$  К, то у вторых — при  $470-670$  К.

Химический состав материалов оказывает существенное влияние на характер температурной зависимости и величину коэффициентов эрозии. Так, в группе аустенитных материалов следует отметить сложнолегированные никелевые сплавы 03X20H45M4БЧ, 03X20H45M4БРЦ и X20H75M2ТЮ, значительное разрушение поверхности которых наступает уже при низких температурах ( $300-370$  К) в основном за счет двухслойного флекинга. Интервал шелушения этих материалов, во-первых, много шире интервала шелушения менее легированных сталей 0X16H15M3Б и X18H9Т и, во-вторых, максимум интервала смещен в область более низких температур  $370-570$  К.

Зависимость температурных интервалов изменения характера разрушения поверхности от состава сплавов, по-видимому, обусловлена раз-

личной степенью изменения физико-механических свойств разных материалов с температурой: предела прочности и текучести, пластичности, релаксационной способности, деформационно-радиационного упрочнения, а также изменением кинетики взаимодействия гелия с радиационными повреждениями.

Смена низкотемпературного блистеринга шелушением при увеличении температуры объясняется снижением прочностных свойств ( $\sigma_B, \sigma_T$ ) материалов, изменением условий зарождения и роста газовых пузырьков и увеличением давления гелия в пузырьках (полостях). Шелушение наступает при температуре, когда происходит значительное снижение пластичности, пределов прочности и текучести (см. рис. 24), возрастает давление газа, но подвижность гелия в решетке еще остается низкой ( $T = 0,1 \div 0,4 T_{пл}$ ). При последующем росте температуры увеличивается подвижность гелия, приводящая к газовыделению за счет атомарной диффузии газа и миграции пузырьков, усиливается отжиг радиационных дефектов. Это вызывает сдвиг максимума распределения гелия в сторону пика радиационных повреждений, т.е. ближе к поверхности, следовательно, уменьшается  $t$  и согласно (39), а также вследствие снижения  $\sigma_T$ , что приводит в соответствии с (33) — (35) к более ранней потере устойчивости пластины при меньшем диаметре  $d$ , высокотемпературные блистеры образуются меньших размеров по сравнению с низкотемпературными, а давления газа недостаточно для отщепления блистерных куполов. Дальнейшее повышение температуры стимулирует приток термовакансий и ускоренный рост гелиевых пузырьков, что приводит к образованию пористой структуры на поверхности в результате пересечения ее пузырьками при своем росте. К известным соображениям о роли термовакансий в росте пузырьков до пересечения с поверхностью и образования за счет этого пористой структуры необходимо добавить значительную роль перемещения (миграции) самих газовых пузырьков за счет диффузии атомов по поверхности пузырька, активируемой температурой и облучением, и под действием градиента радиационных вакансий  $\nabla c_V$ , поскольку скорость пузырька  $v = 2D_V \nabla c_V$ .

В интервале температур  $(0,4-0,5)T_{пл}$  приток термических вакансий достаточен для компенсации избыточного давления в пузырьках и обеспечения их роста, причем если пузырек при росте пересекает поверхность, то образуется игольчатая структура, если мигрирует вдоль поверхности — губчатая (пористая) структура.

Пористая структура, образующаяся при высоких температурах, имеет много общего с высокодозовой пористой структурой, однако вследствие активации диффузионных процессов она более сглажена. Образование высокотемпературной пористой структуры означает прекращение блистеринга и шелушения материалов, т.е. наблюдается температурный обрыв блистеринга. Кроме этого, высокотемпературная губчатая структура вследствие развитого рельефа имеет и меньший коэффициент распыления.

Анализ влияния температуры и дозы облучения ионами гелия на характер и величину радиационной эрозии конструкционных материалов показывает, что наблюдается схожесть зависимостей эрозии от дозы и температуры: обе зависимости имеют экстремальный характер с максимумами в определенных интервалах; наблюдается дозовый и температурный обрывы шелушения; имеется общая тенденция взаимного усиления эрозии при действии температуры и дозы.

## Глава 4

### ПОСЛЕДСТВИЯ РАДИАЦИОННОЙ ЭРОЗИИ И ПУТИ ЕЕ УМЕНЬШЕНИЯ

Практически все конструкционные материалы подвержены радиационной эрозии вследствие испарения, распыления, выброса материала униполярными дугами, разрушения блистеров и шелушения.

В общем случае проблема радиационной эрозии, например, в ТЯР, имеет два относительно самостоятельных и различных следствия: утонение стенки и загрязнение плазмы.

#### 4.1. Оценка утонения материалов

Степень утонения материалов в том или ином реакторе трудно определить точно вследствие ряда причин: неизвестны точные энергетические спектры, угловые распределения и потоки частиц и излучения на первую стенку; не ясна степень локальности действия ряда механизмов эрозии, частота их повторения и энергосодержание (срывы плазмы, униполярные дуги); недостаточно изучены парциальные коэффициенты эрозии для каждого механизма разрушения поверхности. Однако практический интерес представляет сравнительная оценка утонения того или иного перспективного материала. Такую оценку можно провести в предположении аддитивности "парциальных" коэффициентов эрозии для разных частиц, усреднения коэффициентов эрозии по энергетическому спектру каждой частицы, отсутствия химического взаимодействия ионов с материалом. Последняя оговорка не всегда справедлива, так как ионы водорода и (или) растворимы, и (или) образуют гидриды и другие химические соединения с некоторыми материалами. Кроме этого, трудно учитывать эффекты синергизма.

В общем виде утонение первой стенки ( $\Delta t$ ) за счет распыления, испарения, шелушения, испарения при срывах плазмы и локального выброса атомов униполярными дугами можно определить по формуле:

$$\Delta t = \frac{A}{N_A \rho} \left[ \frac{z}{\alpha} \sum_i \bar{S}_i^p \psi_i + \frac{1}{\alpha} \sum_k \bar{S}^w (\Delta'_{kp} - \Delta^w_{kp}) + \frac{wz\rho}{T_H \sqrt{A}} + \right]$$

$$+ \frac{2\lambda\tau_H}{\Delta H} N \frac{T_k^2}{T_k - T_H} \left] + \frac{0,1M_2}{\Delta F \rho q_e}, \quad (45)$$

где  $A$  — относительная атомная масса материала;  $N_A$  — число Авогадро;  $\tau$  и  $\tau_H$  — время облучения стенки и срыва плазмы соответственно;  $\alpha$  — коэффициент ослабления потока частиц дивертором ( $\alpha = 1$  в реакторе без дивертора);  $\bar{S}_i^P$  и  $\bar{S}^W$  — средний коэффициент распыления  $i$ -й частицей и средний коэффициент эрозии за счет шелушения соответственно;  $\varphi_i$  — плотность потока  $i$ -й частицы;  $w$  — вероятность осаждения испарившихся атомов из газовой фазы обратно на поверхность ( $w = 0,6-0,9$ );  $P$  — давление паров материала;  $N$  — плотность атомов в единице объема;  $T_H$  и  $T_k$  — рабочая (средняя) и максимальная после срыва плазмы температура стенки соответственно;  $M_2$  — масса выброшенного униполярными дугами материала;  $\Delta F$  — площадь поверхности, занятая кратерами;  $\rho$  — плотность материала;  $q_e$  — электрический заряд, перенесенный дугами. Первый член в выражении (45) учитывает распыление материала собственно компонентами плазмы и примесями, и может быть представлен в виде:

$$\sum_i \bar{S}_i^P \varphi_i = \sum_j \bar{S}_j^P \varphi_j + \beta \left[ \sum_q \sum_m (\bar{S}_m \varphi_m) \bar{S}_q \right], \quad (46)$$

где первое слагаемое

$$\sum_j \bar{S}_j^P \varphi_j = \bar{S}_D \varphi_D + \bar{S}_T \varphi_T + \bar{S}_\alpha^H \varphi_\alpha^H + \bar{S}_\alpha^B \varphi_\alpha^B + \bar{S}_n^{14} \varphi_n^{14} + \bar{S}_n^P \varphi_n^P \quad (47)$$

включает распыление ионами дейтерия ( $\varphi_D$ ), трития ( $\varphi_T$ ), ионами гелия низких ( $\varphi_\alpha^H$ ) и высоких ( $\varphi_\alpha^B$ ) энергий, нейтронами с  $E = 14$  МэВ ( $\varphi_n^{14}$ ) и обратно-рассеянными в blankets и материале стенки нейтронами ( $\varphi_n^P$ ). Второй член выражения (46) учитывает распыление материала примесями, поступающими в плазму за счет распыления, шелушения, испарения, плазменных срывов и униполярных дуг (член  $\bar{S}_m \varphi_m$ ), где  $\beta$  — доля атомов примесей, поступающих после термализации обратно на стенку;  $\bar{S}_q$  — коэффициент распыления материалов  $q$ -й примесной компонентой (самораспыление).

Второй член в выражении (45) учитывает утонение стенки из-за шелушения поверхности и имеет следующие слагаемые:

$$\frac{1}{\alpha} \sum_k \bar{S}^W (D_{кр}^k - D_{кр}^W) = \frac{1}{\alpha} \left[ \bar{S}_\alpha^H (D_{кр}^H - D_{кр}^W) + \bar{S}_\alpha^B (D_{\Sigma}^B - D_{кр}^W) + \bar{S}^{крат.} (D_{\Sigma}^H - D_{кр}^H) \right], \quad (48)$$

где  $\bar{S}_\alpha^H$ ,  $\bar{S}_\alpha^B$  и  $\bar{S}^{крат.}$  — коэффициенты эрозии вследствие шелушения низкоэнергетическими ( $E < 100$  кэВ) и высокоэнергетическими ( $E \sim 3,5$  МэВ) ионами  $He^+$  и вследствие осколочной эмиссии (по кратерному механизму) после обрыва шелушения низкоэнергетическими ионами соответственно;  $D_{\Sigma}^H$ ,  $D_{\Sigma}^B$  — суммарные дозы введенного высокоэнергетического и низкоэнергетического гелия.

Третий, четвертый и пятый члены в выражении (45) учитывают утонение стенки за счет испарения, испарения при срывах плазмы (локальных перегревах) и выброса материала из-за униполярных дуг.

Таким образом, используя выражение (45) можно провести сравнительную оценку износа (утонения) первой стенки из разных материалов. Предполагаемое утонение стенки в процессе работы оценивается во многих проектах реакторов. В частности, скорость эрозии стенки в реакторе ИНТОР предполагается до 9,7 мм/год, а в реакторе FED — 3 ÷ 70 мм/год.

#### 4.2. Оценка допустимого уровня примесей в плазме

Серьезным последствием радиационной эрозии является загрязнение плазмы тяжелыми примесями, максимально допустимая концентрация которых зависит от температуры плазмы и существенно снижается с увеличением атомного номера примеси (рис. 26). В процессе нарастания набираемой

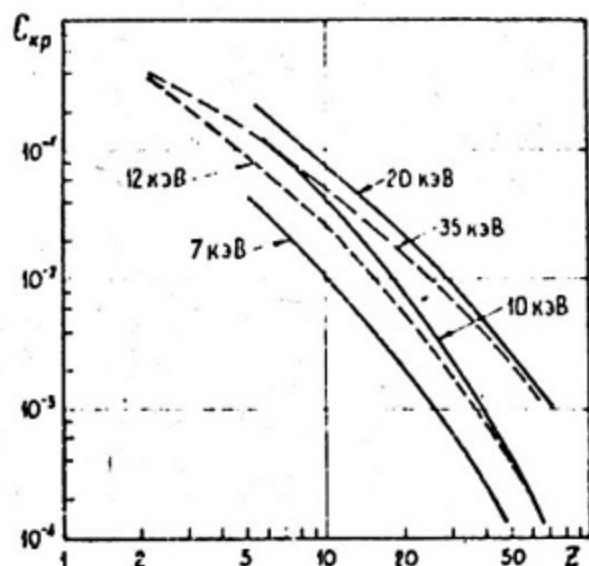


Рис. 26. Зависимость предельной концентрации  $C_{кр} = n_{iZ} / (n_i + n_Z)$  примесей в термоядерной плазме от их атомного номера при различных температурах плазмы

при облучении дозы динамика поступления примесей в плазму может носить сложный и немонотонный характер. Так, при  $D < D_{кр}$  радиационная эрозия будет обусловлена распылением и срывами плазмы. В интервале доз  $D'_{кр} \div D''_{кр}$  появляется компонента эрозии вследствие шелушения. Поступление примесей в плазму при дозах выше  $D_{кр}$  качественно можно представить в виде диаграмм, представленных на рис. 27.

Потери энергии плазмой, обусловленные излучением примесей путем тормозного, рекомбинационного и линейчатого излучения, определяются атомной массой или порядковым номером  $Z$  примеси:

$$\bar{Q}_Z \sim n_e n^* \frac{Z^4}{1 + const \cdot Z^2}, \quad (49)$$

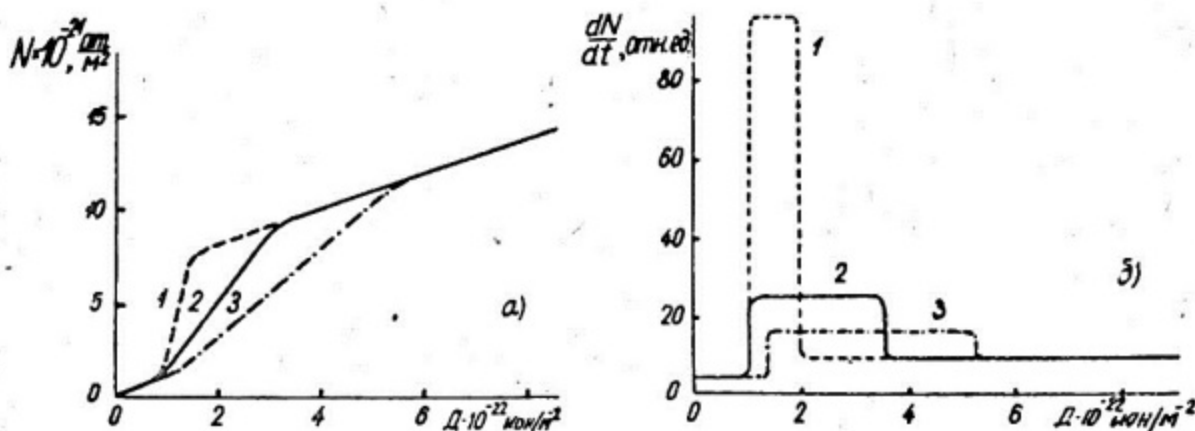


Рис. 27. Зависимости количества атомов, поступающих в плазму с единицы площади (а), и скорости поступления примесей в плазму (б) от дозы при облучении ионами  $\text{He}^+$  ( $E = 20$  кэВ) для различных сталей и обработок: 1 — 0X16H15M3Б в аустенизированном состоянии; 2 — 0X16H15M3Б в состоянии 20%-ной холодной деформации; 3 — X18H10Т в аустенизированном состоянии

где  $n_e$  — плотность электронов;  $n^* = \sum_{k=0}^z n_{i_k}$  ( $n_{i_k}$  — концентрация ионов примеси с зарядом  $k$ ). Это накладывает ограничение на концентрацию примесей в плазме, оценка которой производится с учетом допустимых значений критерия Лоусона и температуры плазмы, причем различают предельно допустимые и "летальные" концентрации примесей в плазме. Предельные концентрации ( $C_\infty$ ) определяются балансом энергосодержания  $D-T$  реакции и суммарными радиационными потерями плазмы на излучение. "Летальная" концентрация примесей ( $C_{\text{лет}}$ ) — это максимальное значение предельно допустимой концентрации, выше которой зажигание  $D-T$  реакции вследствие радиационных потерь становится невозможным при любой температуре плазмы. С порядковым номером элемента  $C_{\text{лет}}$  связана соотношением:

$$C_{\text{лет}}(z) = \max C_\infty(z, T) \approx 2,75 \cdot z^{-1,67} \quad (50)$$

Предельно допустимые или критические концентрации кислорода и элементов, входящих в состав основных конструкционных материалов (жаропрочные легированные  $\text{Fe}-\text{Cr}-\text{Ni}$  — стали и сплавы), и их влияние на температуру зажигания плазмы ( $T_{\text{min}}$ ) представлены в табл. 14.

Уровень допустимой концентрации примесей берется из расчета определенной доли (например, 10%) потерь энергии плазмы на излучение. Допустимые концентрации примесей в плазме токамаков очень малы: с точки зрения минимальной температуры зажигания плазмы  $\sim 1\%$  легких и  $< 0,1\%$  тяжелых примесей. Для сравнительной оценки применимости материалов лучшие результаты дает другой критерий — отношение  $C_{\text{лет}}/S$  ( $S$  — суммарный коэффициент эрозии материала), которое характеризует относи-

тельное время накопления критической концентрации для данного материала.

Таблица 14

Критические концентрации ( $C_{кр} = \frac{n_{iz}}{n_i + n_{iz}}$ , %) некоторых примесей в плазме [1]

Элемент	z	$T_{min}$ , кэВ			Элемент	z	$T_{min}$ , кэВ		
		7	10	20			7	10	20
$O_2$	8	1,8	6,2	10,1	<i>Fe</i>	26	0,10	0,35	1,30
<i>C</i>	6	3,0	10,0	16,0	<i>Ni</i>	28	0,08	0,25	1,10
<i>Al</i>	13	0,6	2,0	4,4	<i>NB</i>	41	0,02	0,05	0,45
<i>Ti</i>	22	0,16	0,6	2,0	<i>Mo</i>	42	0,02	0,07	0,40
<i>Cr</i>	24	0,12	0,45	1,6					

В качестве мер по уменьшению уровня примесей в плазме возможны три способа: выбор материалов с малым атомным номером для всех элементов разрядной камеры; удержание примесей на краю плазмы, например, с помощью диверторов; управление процессами радиального переноса примесей путем регулирования некоторых параметров плазмы, например, за счет радиального электрического поля.

Рассмотрим критерии выбора материалов для разрядных камер с точки зрения минимального уровня примесей. В качестве одного из таких критериев используют произведение  $Sz^2$ , которое с точки зрения уменьшения излучительных потерь на примесях должно удовлетворять  $Sz^2 \rightarrow min$ . С другой стороны, материал должен иметь максимальное относительное время накопления критической концентрации примесей, т.е.  $C_{лет}/S \rightarrow max$ . С точки зрения физики плазмы важным критерием при выборе материалов является минимальное значение эффективного порядкового номера (или заряда) плазмы, определяемого выражением:

$$z_{эф} = \frac{\sum n_i z_i^2}{n_e}, \quad (51)$$

где  $n_i$  — плотность ионов;  $z_i$  — атомный номер  $i$ -го иона.

Анализ приведенных критериев показывает, что с точки зрения радиационного разрушения поверхности необходимо применять материалы с малым атомным номером и высоким сопротивлением радиационной эрозии, а также разрабатывать способы защиты первой стенки, включая использование покрытий, экранов и др., приводящие к уменьшению  $z_{эф}$ ,  $Sz^2$  и  $S/C_{лет}$ .

#### 4.3. Основные направления уменьшения радиационной эрозии материалов

Анализируя данные об основных механизмах радиационной эрозии можно отметить ряд направлений уменьшения эрозии при бомбардировке ускоренными частицами.

Первое направление — уменьшение суммарной радиационной нагрузки на материал несущего корпуса рабочей камеры реактора, которое достигается в основном конструкторскими решениями при компоновке реактора. В реакторах с магнитным удержанием плазмы снижение нагрузки на корпус может быть достигнуто: применением так называемого обращенного твердотельного blankets; использованием "жертвенных" экранов и занавесов, изменяющих спектр нейтронов в сторону меньшей средней энергии и снижающих интенсивность падающих частиц; применением диверторов; снижением температуры периферии плазменного шнура путем искусственной турбулизации плазмы вблизи стенок и использованием газовой blankets; применением сменяемых лимитеров с вакуумной откачкой газов. В реакторах с инерционным удержанием плазмы снижение общей нагрузки на корпус реактора может быть достигнуто использованием так называемой "потеющей" стенки, движущегося занавеса (слоя) жидкого металла, например лития, или вращающегося воронкообразного слоя жидкого металла, предложенного в проекте БЛАСКОН, применением вращающегося корпуса реактора или магнитной защитой.

Второе направление — выбор оптимальных режимов работы реактора и конструкции, включающие выбор температурного режима, соответствующего минимуму радиационного распухания и эрозии, проведение кратковременных высокотемпературных отжигов корпуса реактора в процессе эксплуатации для отжига радиационных дефектов, смену поврежденных модулей blankets реактора, увеличение размера взрывных камер ИГЯР с целью снижения удельных нагрузок и другие методы.

Третье направление — использование защитных покрытий с малым коэффициентом трения на лимитерах, экранах и стенках, включающих углеграфитовые материалы, карбиды кремния, бора и металлов, бериллий, алюминий, титан и их соединения и ряд других материалов, наносимых на внутреннюю поверхность узлов рабочей камеры различными методами. При использовании покрытий можно добиться уменьшения уровня тяжелых примесей в плазме с сохранением обычных конструкционных материалов и технологии при конструировании первой стенки ТЯР.

Четвертое направление повышения эрозионной стойкости стенки путем выбора радиационно-стойких материалов вытекает непосредственно из анализа результатов исследования эрозии в зависимости от элементного и фазового состава материалов, их кристаллической структуры, микроструктуры и плотности, вида механической и термической обработки. Несмотря на то, что все материалы в той или иной степени подвержены эрозии, имеются возможности ее снижения в несколько раз.

Наконец, учитывая, что накопление дефектов при ионном облучении происходит в тонком поверхностном слое, а характер разрушения в значительной степени зависит от глубины проникновения и угла падения ионов,

повышения сопротивления эрозии можно добиться реконструкцией поверхностного слоя, например, путем создания определенного рельефа, искажающего распределение внедренного газа по глубине, изменяющего угол падения и отражения ионов.

#### 4.4. Конкретные пути уменьшения эрозии

Создание оптимального рельефа на поверхности является одним из наиболее эффективных путей уменьшения радиационной эрозии. Рельеф на поверхности можно создать методами химической и механической обработки (включая полирование, шлифование и фрезерование) или предварительным облучением ионами и плазменными сгустками. Например, известно, что наибольшее сопротивление распылению имеют механически полированные образцы с параметром шероховатости  $R_a = 0,32-0,04$  мкм (9-11 класс чистоты поверхности). Микрошероховатость изменяет угол соударения иона с поверхностью и, вследствие этого, коэффициент распыления уменьшается по сравнению с электрополированной поверхностью. Однако с ростом дозы облучения такой микрорельеф постепенно сглаживается, и влияние предварительной шероховатости снижается или устраняется полностью. Общая закономерность развития блистеринга состоит в том, что заметное уменьшение шелушения поверхности достигается при механической полировке. В отличие от распыления блистеринг более чувствителен к микрорельефу поверхности и поэтому, как видно из табл. 15, разница между коэффициентами эрозии электролитически и механически полированных образцов весьма заметная. Более высокое сопротивление эрозии механически полированных образцов обусловлено рядом причин, основной из которых является влияние рельефа на распределение внедряемого гелия.

Большой эффект снижения распыления может быть достигнут на образцах с макрорельефом в виде совокупности правильных четырехгранных пирамид с квадратным основанием, полученных фрезерованием в двух взаимно-перпендикулярных направлениях. Фрагмент первой стенки ТЯР с таким рельефом приведен на рис. 28. Простые оценки показывают, что относительное уменьшение коэффициента распыления за счет макрорельефа может достигать значений  $\sim 4$ , так как

$$K = \frac{0,25}{\cos^2 \theta} \quad (52)$$

Оптимальными значениями двугранного угла являются  $60^\circ \leq \theta \leq 75^\circ$ .

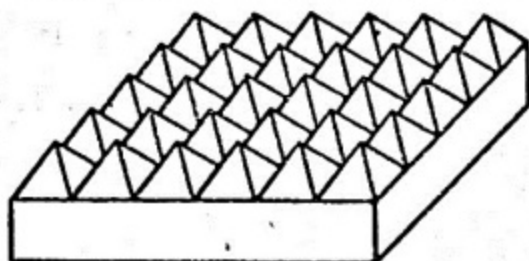


Рис. 28. Фрагмент первой стенки с макрошероховатостью, обращенной к плазме

Т а б л и ц а 15

Коэффициенты эрозии за счет радиационного шелушения нержавеющей стали 0X16H15M3B, облученной ионами  $He^+$  ( $E \approx 20$  кэВ,  $D = 2 \cdot 10^{22}$  ион/ $m^2$ ,  $T \leq 420$  К)

Условия термомеханической обработки	Приготовление поверхности	$S \cdot 10^2$ , ат./ион
1390 К, 0,5 ч	Электрополировка	$44 \pm 9$
1390 К, 0,5 ч + ХД 20%	Электрополировка	$37 \pm 7$
1390 К, 0,5 ч + ХД 20%	Механическая полировка до 10 класса шероховатости	0
1320 К, 0,5 ч	Электрополировка	$33 \pm 7$
1320 К, 0,5 ч + ХД 20%	Электрополировка	$15 \pm 3$
1320 К, 0,5 ч + ХД 20%	Механическая полировка до 10 класса шероховатости	0
1170 К, 1 ч	Электрополировка	$26 \pm 5$
1170 К, 1 ч + ХД 20%	Электрополировка	$12 \pm 2$
1170 К, 1 ч + ХД 20%	Механическая полировка до 10 класса шероховатости	0

Сдерживающее влияние на блистеринг и шелушение оказывают изменения рельефа поверхности в процессе ионного облучения, в результате которых наблюдается температурный и дозовый обрывы блистеринга и шелушения. Комплексное излучение температурных и дозовых зависимостей эрозии материалов позволяет наметить пути практического использования полученных результатов для выбора оптимальных температурно-дозовых режимов работы и реконструкции поверхностного слоя первой стенки ТЯР. В частности, обрыв эрозии с ростом температуры можно использовать для уменьшения разрушения поверхности, выбирая температуру первой стенки реактора около  $0,5 T_{пл}$ . Прекращение блистеринга и шелушения вблизи этой температуры, как было показано ранее (п. 3.5.3), обусловлено образованием пористой структуры, формирование которой заметно уменьшает и коэффициенты распыления. Это тем более важно, что физическое распыление практически не зависит от температуры конструкционных материалов до  $0,7 T_{пл}$ , а химическое распыление (углеграфитовых материалов) имеет минимум при температуре  $T \approx 0,5 T_{пл}$ .

Наиболее предпочтительными температурными режимами эксплуатации конструкционных материалов с минимумом шелушения поверхности являются: для аустенитных сталей и высоконикелевых сплавов — температура выше  $770$  К ( $0,43 T_{пл}$ ), для сплавов ванадия — выше  $800$  К ( $0,37 T_{пл}$ ), сплавов ниобия — выше  $1100$  К ( $0,40 T_{пл}$ ), сплавов молибдена — выше  $1100$  К ( $0,38 T_{пл}$ ). Однако уместно подчеркнуть, что длительная эксплуатация камеры при  $T > (0,3 \div 0,4) T_{пл}$  затруднена из-за значительного сниже-

ния сопротивления материалов ползучести. Поэтому использование конструкционных материалов при температурах выше указанных интервалов возможно в том случае, если нагрузка будет уменьшена до соответствующего уровня или полностью (например, при использовании экранов).

Уменьшение эрозии вследствие блистеринга и шелушения может быть достигнуто путем выбора состава, структуры и термической и механической обработки. На большом экспериментальном материале показано, что снижение эрозии возможно в следующей степени: в 1,5–2,0 раза — применением холодной деформации (15–20%); в 2–7 раз и более — использованием общепринятых операций термических обработок (закалка, старение, отпуск); в 3–10 раз — изменением состава базового сплава (путем легирования); в 1,5–2,0 раза — измельчением зерна (аустенитные сплавы).

Наибольшее сопротивление эрозии оказывают сплавы, сочетающие высокую пластичность (малое деформационное упрочнение) с малым отношением предела прочности к пределу текучести. Этому критерию в большей степени отвечают сплавы с ОЦК кристаллической решеткой, которые в целом имеют большее сопротивление радиационному шелушению, чем сплавы с ГЦК решеткой. При прочих равных условиях формирование в сплавах неоднородностей структуры способствует уменьшению шелушения. В этой связи заметное снижение эрозии установлено на дисперсно-упрочненной порошковой хромистой стали  $1X13M2C1Ю1+1,5\% Ti O_2$  и дисперсионно-твердеющем сплаве  $X15H35M2BTЮP$  в состоянии глубокого старения, на малолегированных сплавах молибдена, ниобия и ванадия [1].

Уменьшение влияния эрозии на плазменно-физические параметры термоядерных установок возможно путем применения защитных экранов и покрытий. Применение материалов с малой атомной массой, как следует из критериев, ограничивающих уровень примесей в плазме (п. 4.2), продиктовано необходимостью снижения излучения плазмы на примесях. Конструктивно экран может быть выполнен достаточно толстым, существенно изменяющим весь спектр излучения на материал корпуса рабочей камеры, или тонким, защищающим корпус только от корпускулярного излучения плазмы.

В качестве материалов защитных экранов можно рассматривать  $Be$ ,  $Al$ ,  $Si$ ,  $Ti$ , углеродистые материалы, карбиды, интерметаллиды и другие соединения [1,2,6,7]. Однако применение экранов в виде пластин предполагает наличие зазора между экраном и защищенным корпусом из-за шероховатости поверхностей. Поэтому наряду с исследованием коэффициента эрозии экрана требуется оценка влияния зазора на теплопередачу, на химическое взаимодействие экрана с конструкционным материалом корпуса.

В качестве защитных покрытий планируется применение различных соединений указанных выше материалов. С точки зрения уменьшения эрозии перспективны тонкие ( $\sim 1$  мкм) покрытия, возобновляемые в процессе работы установки. Достижимый при этом эффект достаточно заметен. Пер-

спективным с точки зрения снижения радиационной эрозии является алитирование конструкционных материалов. Радиационная эрозия алитированных сталей на порядок ниже неалитированных. Подкисление алитированного слоя эффективно для снижения коэффициента распыления. Кроме того, алитированный слой существенно снижает проницаемость трития, что важно для обеспечения минимальной утечки термоядерного топлива из рабочей камеры.

В заключение отметим, что основные направления повышения эрозионной стойкости материалов основаны на физических представлениях о разрушении поверхности при ионном облучении и включают следующие направления:

1) изменение распределения внедряемых малорастворимых газов и, в частности, гелия в облученном слое путем создания микро- и макрорельефа, структурных неоднородностей, вводимых холодной деформацией, легированием и термообработкой, нанесением тонких покрытий и другими методами;

2) изменение физико-механических свойств конструкционных материалов, а именно: увеличения пластичности, модуля упругости и предела текучести, уменьшение деформационного упрочнения и предела прочности;

3) увеличение газовыделения в процессе облучения путем постоянного или периодического повышения температуры материала, регулированием пористости на поверхности.

#### Рекомендуемая литература

1. Калинин Б.А., Скоров Д.М., Якушин В.Л. Проблемы выбора материалов для термоядерных реакторов. Радиационная эрозия. — М.: Энергоатомиздат, 1985. — 185 с.

2. Мирнов С.В. Физические процессы в плазме токамака. — М.: Энергоатомиздат, 1983. — 184 с.

3. Плещивцев Н.В. Физические проблемы катодного распыления: Обзор. — М.: ИАЭ им. И.В. Курчатова, 1979. — 87 с.

4. Мартыненко Ю.В. Теория блистеринга. — Препринт ИАЭ-3145, — М.: ИАЭ им. И.В. Курчатова, 1979. — 40 с.

5. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой, т.1/Под ред.: Р. Бериша. — М.: Мир, 1984. — 336 с.

6. Исследование и разработка материалов для реакторов термоядерного синтеза: Сборник докладов. — М.: Наука, 1981.

7. Конструкционные материалы для реакторов термоядерного синтеза: Сборник докладов. — М.: Наука, 1983.

8. Гусева М.И., Мартыненко Ю.В. Радиационный блистеринг. — Успехи физических наук, 1981, т. 135, вып. 4, с. 671—691.

9. Шерцер Б. Развитие рельефа на поверхности вследствие имплантации ионов газов. — В кн.: Распыление твердых тел ионной бомбардировкой, т. 2 /Под ред. Р. Бериша. — М.: Мир, 1986, с. 360—472.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ГЛАВА 1. Условия работы материалов рабочей камеры термоядерного реактора	3
ГЛАВА 2. Основные виды радиационного разрушения материалов	7
2.1. Распыление материалов	7
2.2. Испарение материалов	26
2.3. Униполярные дуги	30
2.4. Радиационный блистеринг	33
ГЛАВА 3. Закономерности и механизмы радиационного блистеринга	38
3.1. Развитие структурных повреждений при ионном облучении	38
3.2. Модель газового давления	44
3.3. Модель боковых напряжений	45
3.4. Модель межпузырькового разрушения	48
3.5. Основные закономерности блистеринга	51
ГЛАВА 4. Последствия радиационной эрозии и пути ее уменьшения	66
4.1. Оценка утонения материалов	66
4.2. Оценка допустимого уровня примесей в плазме	68
4.3. Основные направления уменьшения радиационной эрозии материалов	70
4.4. Конкретные пути уменьшения эрозии	72
Рекомендуемая литература	75

Калин Борис Александрович  
Чернов Иван Ильич

### РАДИАЦИОННАЯ ЭРОЗИЯ ПОВЕРХНОСТИ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Редактор Е.Н. Кочубей  
Технический редактор Н.М. Воронцова  
Корректор Н.П. Молодчинова

Тем. план 1986 г., поз. 112

Л.- 63167

Формат 60x84 1/16

Тираж 300 экз.

Подписано в печать 15/IX - 1986 г.

Объем 4,75 пл.

Заказ 539

Изд. № 045-1

Уч.-издл. 5,0.

Цена 30 коп.