

В. В. Углов

РАДИАЦИОННОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ

*Рекомендовано
Учебно-методическим объединением
по естественно-научному образованию
в качестве пособия для студентов
учреждений высшего образования, обучающихся
по специальности 1-31 04 06 «Ядерные физика и технологии»*

УДК 621.039.53(075.8)
ББК 31.4-03я75
У25

Рецензенты:

кафедра микро- и нанoeлектроники
Белорусского государственного университета
информатики и радиоэлектроники (заведующий кафедрой
доктор физико-математических наук, профессор *Е. В. Борисенко*);
заведующий лабораторией точной штамповки
Физико-технического института НАН Беларуси
кандидат технических наук *А. Ю. Изобелло*

Углов, В. В.

У25 Радиационное материаловедение : пособие / В. В. Углов. —
Минск : БГУ, 2019. — 99 с. : ил.
ISBN 978-985-566-775-0.

В пособии рассматриваются различные материалы, широко применяемые в ядерных технологиях, включая алюминий, магний, никель, титан, цирконий и их сплавы, а также группы стали, в том числе нержавеющие аустенитные и ферритные. Для данных материалов подробно описаны основные радиационные эффекты и явления (радиационно-ускоренная диффузия, радиационно-индуцированная сегрегация, фазовые превращения и формирование новых фаз, радиационное распухание и порообразование), их последствия, выражающиеся в изменении механических свойств.

УДК 621.039.53(075.8)
ББК 31.4-03я75

ISBN 978-985-566-755-0

© Углов В. В., 2019
© БГУ, 2019

ПРЕДИСЛОВИЕ

Радиационное материаловедение как раздел радиационной физики изучает материалы, устойчивые к воздействию излучения либо свойства которых при необходимости можно модифицировать посредством дозированного облучения. Такие материалы широко используются в современной ядерной технологии, в том числе для изготовления различных конструктивных узлов и рабочих частей атомных и термоядерных реакторов.

Рассматривая поведение материалов под воздействием облучения, внимание обращают на их способность противостоять влиянию излучений с сохранением или улучшением исходных свойств. По своей радиационной стойкости материалы существенно отличаются друг от друга, что обусловлено различием их элементного и фазового состава, дефектности структуры, вида излучения, флюенса, температуры окружающей среды.

Взаимодействие излучения с материалом сопровождается рядом радиационных эффектов, которые, как следствие, оказывают влияние на механические свойства, например на прочностные характеристики, ползучесть, трещиностойкость и др.

Цель данного издания — изучение основных радиационных эффектов и явлений и их влияния на механические свойства различных материалов для ядерных технологий, в том числе алюминий, магний, никель, титан, цирконий и их сплавы, нержавеющие аустенитные и ферритные стали.

Следует отметить, что представленная область радиационной физики твердого тела довольно широка и многогранна, поэтому основное внимание уделяется изучению физической природы радиационных явлений и эффектов на атомарном уровне с учетом комплексного влияния и изменения микроструктуры, элементного и фазового состава материалов под воздействием облучения.

В первой главе рассмотрено явление диффузии, изменение ее динамики под действием облучения.

Во второй главе описывается радиационно-индуцированная сегрегация и ее механизмы в различных материалах при радиационном воздействии.

Третья глава посвящена фазовой стабильности и фазообразованию в материалах ядерной техники.

В четвертой главе показаны явления радиационного распухания и роста, их зависимость от исходных характеристик облучаемого материала и параметров самого излучения.

В пятой главе рассмотрено влияние радиационного облучения на механические свойства материалов ядерной техники.

При написании пособия были учтены творческие дискуссии на семинарах, конференциях, совещаниях, а также общение с известными специалистами в области радиационной физики твердого тела: Г. Г. Бондаренко, Д. И. Тетельбаумам, Г. Е. Ремневым, Ю. П. Шаркеевым, А. И. Рябчиковым, В. В. Козловским, М. И. Гусевой, Ю. В. Мартыненко, В. Л. Якушиным, А. Е. Лигачевым, В. А. Шуловым, Л. И. Пранявичюсом, Б. Раушенбахом, Х. Рисселом, И. М. Неклюдовым, В. Н. Воеводиным, А. Д. Погребняком, К. К. Кадыржановым, С. Б. Кислицыным, А. И. Купчишиным, В. М. Анищиком, Ф. Ф. Комаровым, В. П. Гольцевым, И. С. Ташлыковым, Н. Т. Квасовым, П. Н. Гайдуком, Ф. Гарнером, М. Шортом и с преподавателями, сотрудниками кафедры физики твердого тела Белорусского государственного университета. Автор с благодарностью вспоминает своих учителей — прекрасных специалистов в области радиационного материаловедения, принимавших активное участие в решении проблем, затронутых в пособии, и тех, кого уже, к сожалению, нет рядом: Г. А. Гуманского, А. Ф. Тулинова, Л. И. Иванова, П. В. Павлова, И. А. Аброяна, В. С. Соловьева, Т. Э. Туркебаева, А. К. Жетбаева.

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ И СОКРАЩЕНИЙ

HFIR	— ядерный реактор для исследования материалов при больших дозах облучения
ВТРО	— высокотемпературное радиационное охрупчивание
ГПД	— газообразные продукты деления
ГПУ	— гексагональная плотноупакованная структура
ГЦК	— гранецентрированная кубическая решетка
ИНПА-механизм	— индуцированная напряжением предпочтительная абсорбция точечных дефектов различно ориентированными дислокациями
КРН	— коррозионное растрескивание под напряжением
ОЦК	— объемно-центрированная кубическая решетка
РИС	— радиационно-индуцированная сегрегация
РСД	— радиационно-стимулированная диффузия
РУД	— радиационно-ускоренная диффузия
сна	— смещение на атом
ТПД	— твердые продукты деления
SAVN-механизм	— стимулированное напряжением зарождение пор (stress-assisted void nucleation)
A	— расстояние между соседними плоскостями
$C_{v,i}$	— установившиеся в процессе облучения концентрации вакансий и междоузельных атомов соответственно
$C_{A,B}$	— локальные концентрации компонентов вещества
D	— доза облучения
$D_{i,v}$	— коэффициент диффузии междоузельных атомов и вакансий соответственно
D_0	— порог порообразования
D_p	— порог распухания
D_r	— коэффициент радиационно-ускоренной диффузии
$D_{0,1}, D_1$	— условный порог распухания
$f(T)$	— функциональная зависимость распухания от температуры
H_m^i, H_m^v	— энтальпии образования и миграции междоузельных атомов и вакансий
$J(T)$	— функциональная зависимость распухания от структуры

$\psi(\Phi)$	— функциональная зависимость набухания от флюенса
i	— междоузельный атом
$J_{A, B}$	— поток компонентов системы
J_v	— поток вакансий
J_i	— поток междоузельных атомов
K_0	— эффективная скорость введения точечных дефектов
K_{iv}, K_{is}, K_{vs}	— скорость взаимной рекомбинации вакансий и междоузельных атомов, скорости процессов аннигиляции, соответственно, вакансий и междоузельных атомов на стоках
k	— постоянная Больцмана
K	— скорость повреждения
$T_{обл}$	— температура облучения
$T_{пл}$	— температура плавления вещества
$T_{н, в}$	— нижний и верхний температурные пределы порообразования
S	— коэффициент распыления
S_m^i, S_m^v	— энтропии образования и миграции междоузельных атомов и вакансий
S_p	— параметр радиационного набухания
s	— индекс, относящийся к стокам
v	— вакансия
z	— число ближайших соседей
σ	— напряжение
t	— время

РАДИАЦИОННО-УСКОРЕННАЯ ДИФФУЗИЯ

Облучение при определенной температуре увеличивает подвижность атомов кристалла, которые получают возможность для перестройки. В этом случае имеют место три характерных эффекта.

1. Первично выбитый атом, обладающий большой энергией, создает в веществе из элементов со средними и большими атомными весами высокую концентрацию смещенных атомов (пики) и способствует распространению цепочек замещающих столкновений. Можно ожидать, что такой пик разрушит упорядоченную структуру в окружающей области. Кроме того, возможен распад атомных скоплений в матрице вблизи этих пиков.

2. Ускоренные фазовые превращения могут происходить внутри областей, поврежденных в результате облучения. Этот эффект может быть обусловлен необходимостью релаксации больших напряжений в решетке кристалла или присутствием вакансий, содействующих интенсификации процесса.

3. Диффузионные явления в большинстве твердых кристаллов связаны с движением термовакансий, и, следовательно, появление вакансий в результате облучения ускоряет диффузионные процессы. Ускорение диффузии может вызвать рассмотренное выше разупорядочение структуры сплава.

Следует отметить, что эффекты 1 и 2 возникают при наличии первично выбитых атомов, которые обладают значительной энергией и не могут появиться в результате облучения электронами или γ -квантами. При облучении легкими частицами можно ожидать только ускорения диффузионных процессов.

В случае металлов механизмы диффузии можно описать на основании простейших представлений, учитывая, что упорядоченная кристаллическая структура ограничивает число возможных перемещений атома. Основное предположение, которое делается при описании диффузии, — каждый диффундирующий атом совершает ряд скачков между равновесным положением в решетке.

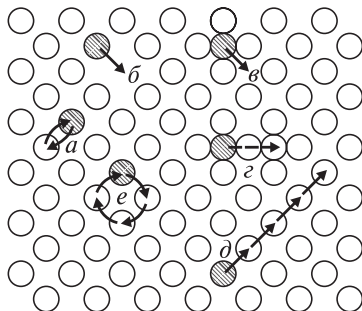


Рис. 1. Механизмы диффузии в кристаллах:
a — прямого обмена местами;
б — вакансионный; *в* — прямой междоузельный; *г* — непрямого перемещения междоузельной конфигурации; *д* — краудинный; *е* — кольцевой

В зависимости от типа элементарного скачка можно представить основные механизмы диффузии (рис. 1), включая обменные механизмы путем прямого обмена атомов местами и кольцевой, междоузельные механизмы прямого перемещения атомов по междоузлиям, непрямого перемещения междоузельной конфигурации и краудионный, вакансионные механизмы (простой, дивакансионный, релаксационный) и механизмы с протяженными дефектами.

Диффузия как процесс случайных блужданий

Атом может совершить ряд последовательных скачков в объеме кристалла по одному из механизмов, описанных выше. Если скачки осуществляются хаотично, без выделения какого-либо преимущественного направления, то атом совершает случайные блуждания. Диффузия в кристалле является примером упрощенного процесса случайных блужданий, поскольку правильное строение кристаллической решетки обуславливает возможность осуществления скачков атомов определенной длины и в некоторых дискретных направлениях.

На основании теории случайных блужданий можно вычислить поток атомов между двумя соседними атомными плоскостями. Такой расчет непосредственно приводит к первому закону Фика и дает простое выражение для коэффициента диффузии через атомные характеристики посредством вакансионного и междоузельного механизмов.

Для вакансионного механизма

$$D_v = \alpha a^2 \nu \exp\left(\frac{S_m^v}{k}\right) \exp\left(-\frac{H_m^v}{kT}\right). \quad (1)$$

Для междоузельного механизма

$$D_i = \alpha a^2 \nu \exp\left(\frac{S_m^i}{k}\right) \exp\left(-\frac{H_m^i}{kT}\right). \quad (2)$$

В выражениях (1) и (2) D_i , D_v — коэффициенты диффузии междоузельных атомов и вакансий соответственно; $\alpha = 1/6zA^2$, z — число ближайших соседей, A — параметр, зависящий от геометрических параметров и механизма диффузии, $A = \lambda/a$, λ — расстояние скачка дефекта; a — расстояние между соседними плоскостями; ν — частота перескоков вакансий — междоузельных атомов из одной потенциальной ямы в соседнюю; S_m^i и S_m^v — энтропии образования и миграции междоузельных атомов и вакансий; H_m^i и H_m^v — энтальпии образования и миграции междоузельных атомов и вакансий; k — постоянная Больцмана; T — температура.

Облучение приводит к увеличению концентрации вакансий C_v и, следовательно, к возрастанию D . Скорость образования вакансий в результате облучения определяется величиной потока бомбардирующих частиц, а равновесная концентрация зависит от скорости образования вакансий и скорости их потери на стоках. Концентрация термовакансий увеличивается с повышением температуры по экспоненциальному закону, и, следовательно, при высокой температуре она станет преобладающей. С другой стороны, при низкой температуре возрастает концентрация вакансий, введенных в результате облучения. Поэтому можно ожидать, что коэффициент диффузии будет расти при облучении в области низких температур и останется без изменений при высокой температуре.

Если предположить, что поток бомбардирующих частиц обеспечивает равновесную концентрацию вакансий, равную 10^{-3} , то для указанной концентрации вакансий получаются следующие коэффициенты диффузии:

Таблица 1

Зависимость коэффициента диффузии от температуры при облучении

D , см ² /с	$10^{-21,5}$	$10^{-15,5}$	$10^{-12,5}$
Температура, К	200	300	400

В отсутствие облучения ожидаемое значение D при 400 К равно 10^{-24} см²/с, а в результате трехмесячного испытания полученное значение $D = 10^{-16}$ см²/с, что соответствует длине диффузии, равной ~1 мкм. Сравнение указанных данных с оценками величины D в присутствии облучения указывает на возможность эффекта ускорения диффузионного процесса при облучении.

Радиационно-стимулированная диффузия

Облучение твердых тел приводит к образованию в кристаллической решетке большого числа вакансий и междоузельных атомов, что повышает скорость диффузии. Радиационно-стимулированная диффузия (РСД) — одна из причин, приводящих к нестабильности реакторных материалов.

Наиболее ранний теоретический анализ радиационно-ускоренной диффузии сделан Ломером, который рассмотрел влияние облучения быстрыми нейтронами на образцы из меди. Модель Ломера очень проста. Он предположил, что в результате облучения в кристаллическую решетку вводятся пространственно некоррелированные вакансии и междоузельные атомы, которые затем мигрируют в произвольном направлении и отжигаются путем рекомбинации или на фиксированных не-насыщающихся стоках.

Рассмотрим данную модель: чистый металл облучается для введения в него равных количеств одиночных вакансий и междоузельных атомов, пространственно не коррелированных между собой. Междоузельные атомы и вакансии мигрируют по механизму случайных блужданий и аннигилируют путем взаимной рекомбинации или на ненасыщающихся фиксированных стоках. Стоки и дефекты распределены гомогенно в материале так, что взаимодействия могут быть описаны химическими реакциями. Коэффициент диффузии атомов представляется в виде суммы членов, описывающих диффузию по вакансиям и междоузельным атомам. Модель приводит к следующим кинетическим уравнениям:

$$D_r = D_v C_v + D_i C_i, \quad (3)$$

$$\frac{dC_v}{dt} = K_0 - K_{iv} C_i C_v - K_{vs} C_v C_s, \quad (4)$$

$$\frac{dC_i}{dt} = K_0 - K_{iv} C_i C_v - K_{is} C_i C_s, \quad (5)$$

где D_r — коэффициент радиационно-ускоренной диффузии; v, i, s — индексы, относящиеся соответственно к вакансиям, междоузельным атомам и стокам; C_v, C_i, C_s — концентрации соответствующих компонент; K_0 — эффективная скорость введения точечных дефектов; K_{iv} — скорость их взаимной рекомбинации; K_{vs}, K_{is} — скорости процессов аннигиляции соответственно вакансий и междоузельных атомов на стоках.

Уравнения (4) и (5) нелинейны и в общем виде аналитически не решаются. Для нестационарного переходного процесса возможен численный расчет, но при этом необходимо использовать сложные методики, разработанные для случаев, учитывающих диффузионные члены.

Характер изменения концентрации дефектов зависит от принятых величин плотности стоков C_s , скорости введения дефектов K_0 и температуры, которая проявляется через термически активируемую диффузию дефектов. При температурах вблизи абсолютного нуля все дефекты неподвижны и $D_r = 0$. При более высоких температурах, когда становятся подвижными только междоузельные атомы, диффузия в начале процесса осуществляется за счет их движения, но затем из-за непрерывного возрастания C_v усиливается аннигиляция междоузельных атомов на стоках, и значения C_i и D_r постепенно снижаются. При еще более высоких температурах, когда подвижны дефекты обоих типов, достигается стационарное состояние с постоянной времени $t_3 = (K_{vs} C_{is})^{-1}$, определяемой самым медленным процессом аннигиляции — аннигиляцией вакансий на фиксированных стоках.

Схематическое описание изменения концентраций дефектов для всех этих случаев с соответствующими ограничивающими условиями представлено на рис. 2. Как видно на рисунке, на первом этапе создания дефектов их концентрация возрастает линейно со временем: $C_v = C_i = K_0 t$. Дальнейший ход изменения концентрации зависит от температуры и плотности стоков. Рассмотрим несколько возможных ситуаций.

1. В случае низких температур и низкой плотности стоков (рис. 2, а) накопление дефектов заканчивается в момент времени $\tau_1 = (K_0 K_{iv})^{-1/2}$, что связано с протеканием процесса взаимной рекомбинации. Наступившее квазистационарное состояние с концентрациями $C_i = C_v = (K_0/K_{iv})^{1/2}$ продолжается до тех пор, пока междоузельные атомы не начнут отжигаться на стоках в момент времени $\tau_2 = (K_{is} C_s)^{-1}$. Вследствие этого в дальнейшем C_v растет, а C_i убывает пропорционально $t^{1/2}$ до наступления стационарного состояния в момент времени τ_3 .

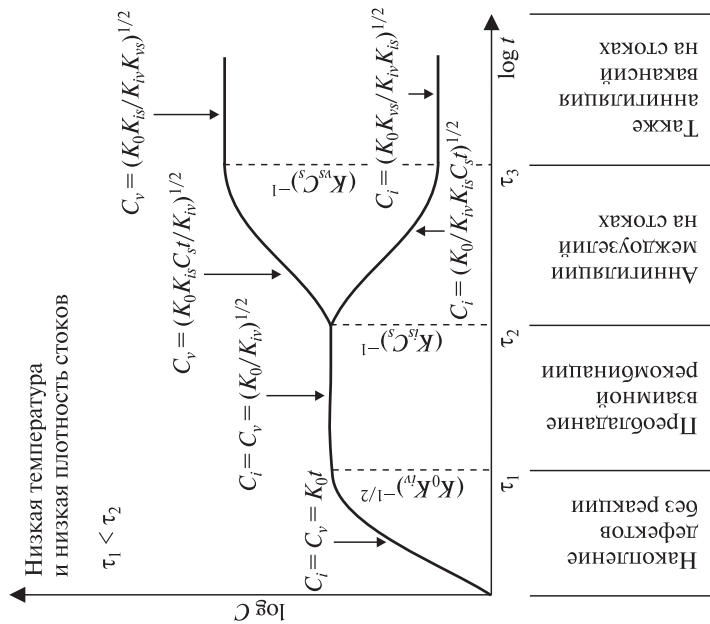
2. При низких температурах и высокой плотности стоков (рис. 2, б) короткое время $C_s \gg C_v$, в связи с чем аннигиляция междоузельных атомов на стоках происходит раньше, чем их рекомбинация с вакансиями. Таким образом, в результате отжига междоузельных атомов на стоках по прошествии времени τ_2 концентрация $C_i = K_0/K_{is} C_s$, и этот уровень не изменяется. Концентрация практически неподвижных вакансий C_v продолжает линейно расти со временем вплоть до момента времени $\tau_4 = K_{is} C_s / K_0 K_{iv}$, затем до времени τ_3 изменение концентрации C_v пропорционально $t^{1/2}$.

3. В случае высоких температур (рис. 2, в) к моменту времени τ_2 концентрация междоузельных атомов достигает установившегося состояния C_i , а концентрация вакансий C_v продолжает возрастать линейно со временем вплоть до достижения установившегося значения при времени τ_3 .

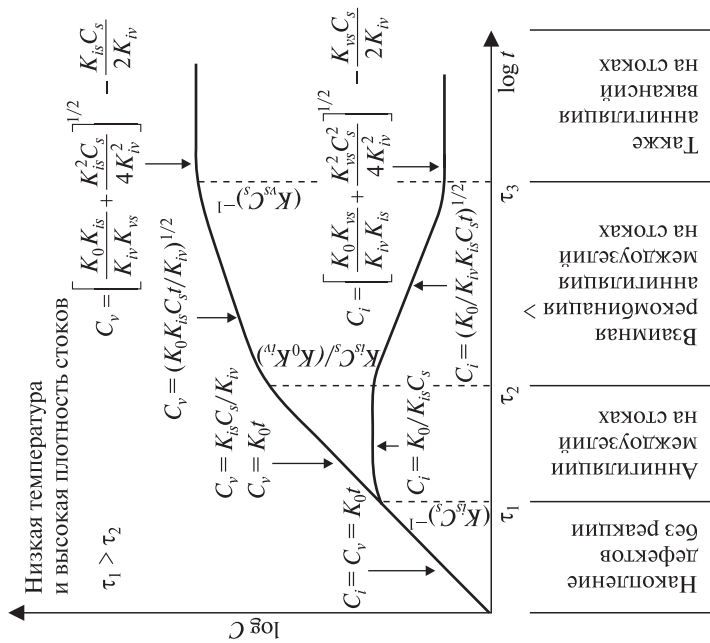
4. При еще более высоких температурах коэффициент радиационно-ускоренной диффузии D_r становится малой величиной по сравнению с коэффициентом диффузии, обусловленным термически равновесными вакансиями ($D = C_v^p D_v$). Это связано с тем, что подвижность дефектов при данных температурах так высока, что время жизни неравновесных дефектов становится очень малым.

Анализ результатов исследований показал, что модель Ломера не в состоянии удовлетворительно описать реальные сложные системы. Для их адекватного описания необходимо учитывать ряд процессов, связанных с изменениями концентрации стоков, взаимодействием дефектов между собой и с примесями и других явлений.

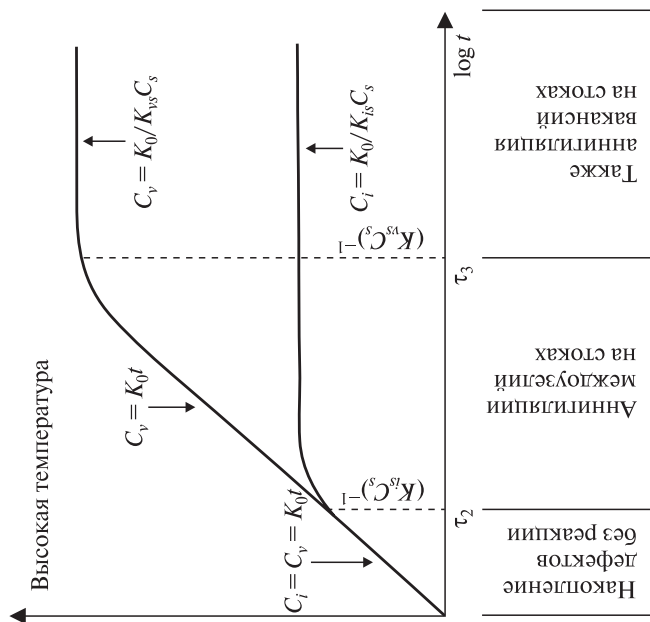
Радиационно-ускоренная диффузия играет значительную роль и в разработке новых технологий, таких как ионная имплантация и профилирование состава материала по глубине методом катодного распыления.



a



b



θ

Рис. 2. Логарифмическая зависимость концентрации дефектов от времени облучения при разных условиях:
a — низкая температура и низкая плотность стоков;
b — низкая температура и высокая плотность стоков;
 θ — высокая температура

Для подобных процессов при описании движения точечных радиационных дефектов наряду с моделью Ломера необходимо учитывать также механизм каскадного перемешивания, вклад которого в миграцию дефектов значителен.

Рассмотрим теперь, как зависит коэффициент диффузии от температуры облучения.

Наряду с перемещениями, стимулированными тепловой энергией, следует учитывать перемещения атомов, стимулированные прямым воздействием на них излучения в результате упругих соударений, а также перемещения, активизированные суммарным эффектом тепловой энергии и энергии, переданной электронно-ионной подсистеме быстрой заряженной частицей при ее торможении в системе ион – электронный газ. В области низких температур тепловой энергии недостаточно для микродиффузионного перемещения дефектов. В этом случае влияние средней энергии, приобретенной решеткой в результате взаимодействия с излучением, должно проявляться более четко.

РСД зависит от числа свободно мигрирующих дефектов, создаваемых облучением, и параметров облучения, которые влияют на миграцию дефектов. Значительные потоки дефектов создаются только тогда, когда при облучении оба типа точечных дефектов являются подвижными. В ином случае доминирует рекомбинация дефектов, которая существенно подавляет массоперенос на большие расстояния. Температурный интервал, в котором РСД может создавать перераспределение элементов сплава на больших расстояниях, равен $(0,3-0,6)T_{пл}$.

Рекомбинация дефектов на стоках играет важную роль при более высоких температурах, а коэффициент диффузии тогда независим от температуры в указанном интервале температур. При высокотемпературных облучениях полная концентрация вакансий приблизительно равна их равновесной концентрации, а количество рекомбинировавших дефектов на единицу дозы не зависит от плотности ионного пучка.

При ионной бомбардировке достаточно быстро устанавливается квазистационарное равновесие концентрации дефектов, при котором количество образующихся дефектов контролируется процессами их рекомбинации, образования кластеров и рекомбинации на стоках.

Ротман [10] провел расчет самодиффузии в меди при $200\text{ }^{\circ}\text{C}$ при плотности дислокаций в кристалле 10^{11} м^{-2} под облучением с эффективной скоростью повреждения $K_0 = 10^{-6}\text{ сна/с}$ (аналогична таковой для материалов в ядре быстрого реактора). В данном случае $D_r \sim 6,5 \cdot 10^{-21}\text{ м}^2\text{с}^{-1}$. Коэффициент термической диффузии составляет $\sim 1,4 \cdot 10^{-27}\text{ м}^2\text{с}^{-1}$, таким образом, диффузия значительно ускоряется под облучением ($>10^6$). Со-

гласно рис. 3, при температурах ниже 575 °С при указанной скорости повреждения (линия 1) D_r превышает коэффициент термической самодиффузии.

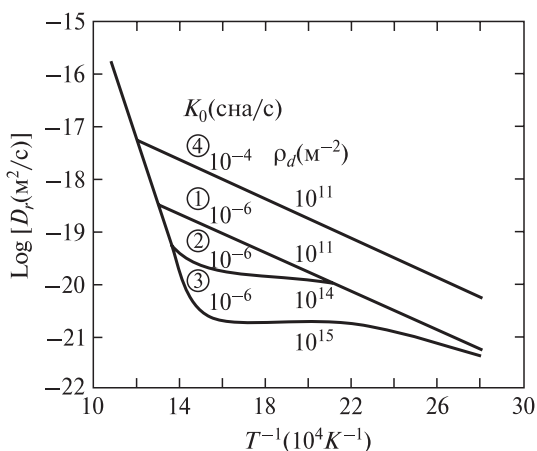


Рис. 3. Рассчитанный коэффициент D_r для самодиффузии меди как функция температуры для различных комбинаций скоростей повреждения и плотностей дислокаций:

- (1) $K_0 = 10^{-6}$ сна/с, $\rho_d = 10^{11}$ м $^{-2}$; (2) $K_0 = 10^{-6}$ сна/с, $\rho_d = 10^{14}$ м $^{-2}$;
(3) $K_0 = 10^{-6}$ сна/с, $\rho_d = 10^{15}$ м $^{-2}$; (4) $K_0 = 10^{-4}$ сна/с, $\rho_d = 10^{11}$ м $^{-2}$

На рис. 4 приведен график зависимости коэффициента диффузии от температуры для системы алюминий – цинк, из которого следует, что при высоких температурах определяющей является термодиффузия, однако при низких температурах РСД вносит значительный вклад. При очень низких температурах перемешивание происходит только на стадии образования каскада.

Многочисленные эксперименты по исследованию перемешивания металлических покрытий на кремниевой подложке в процессе ионной бомбардировки показали, что РСД в условиях, когда точечные дефекты подвижны, играет определяющую роль и может способствовать образованию силицидов, часто отличных по фазовому составу от получаемых обычным термическим отжигом. Два отчетливых типа перемешивания были обнаружены в системах металл – полупроводник, которые образуют эвтектики (золото – кремний, золото – германий, германий – алюминий). Облучение ионами ксенона не всегда приводило к перемешиванию. Перемешивание в системах золото – кремний и золото – германий объяснялось образованием в процессе облучения потоков

точечных дефектов, которые вызывают миграцию атомов золота. Потoki возникают вследствие того, что золото является более быстрым диффузантом, чем атомы матрицы (так же, как и в системе медь — кремний). Атомы золота могут быстрее обмениваться местами с вакансиями в кремнии и германии, так как коэффициенты самодиффузии атомов матрицы малы. Поэтому золото мигрирует в направлении, противоположном созданному облучением градиенту вакансий. Однако в алюминии вакансии подвижны при комнатной температуре и, по сравнению с системами золото — кремний и золото — германий, процесс, описываемый обратным эффектом Киркендалла, будет мал, так как коэффициент самодиффузии алюминия в данных условиях намного больше, чем кремния и германия. Поэтому определяющим фактором в формировании равновесных фаз будет не процесс атомного перемешивания, а процесс зародышеобразования.

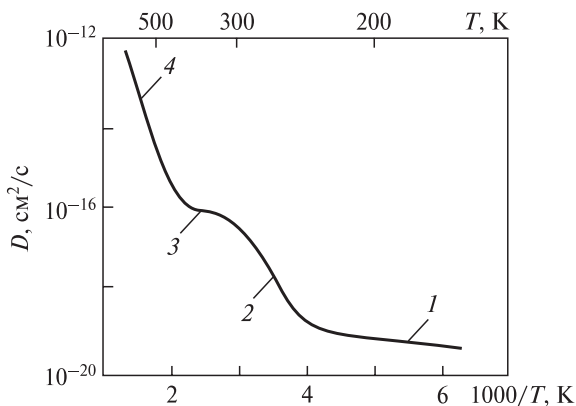


Рис. 4. Зависимость коэффициента диффузии от температуры для системы алюминий — цинк:

- 1 — доминирует каскадное перемешивание;
- 2 — радиационно-стимулированная диффузия через рекомбинацию;
- 3 — радиационно-стимулированная диффузия через фиксированные стоки; 4 — термическая диффузия

Пространственное распределение областей образования и аннигиляции радиационных дефектов обуславливает существование потоков дефектов, что в свою очередь вызывает движение атомов, которое приводит к неоднородному распределению их в объеме, т. е. к сегрегации.

РАДИАЦИОННО-ИНДУЦИРОВАННАЯ СЕГРЕГАЦИЯ

Явление *радиационно-индуцированной сегрегации* (РИС) состоит в перераспределении примесных атомов либо «собственных» компонентов вещества после облучения. В противоположность РСД, которая ускоряет достижение термодинамического равновесия элементов, РИС способствует возникновению концентрационных градиентов компонентов материала.

Первоначально эффект РИС был обнаружен в образцах облученной стали Fe-18Cr-8Ni-1Si. Затем и в ряде других сплавов в результате облучения вблизи различных дефектов-стоков (дислокационных петель, пор, границ зерен и др.) наблюдалась сегрегация растворенных атомов, которая часто сопровождалась выделением новой фазы в равновесном твердом растворе.

На рис. 5 приведены профили растворенных элементов через границу зерна в нержавеющей стали, облученной в реакторе дозой несколько сн при температуре около 300 °С.

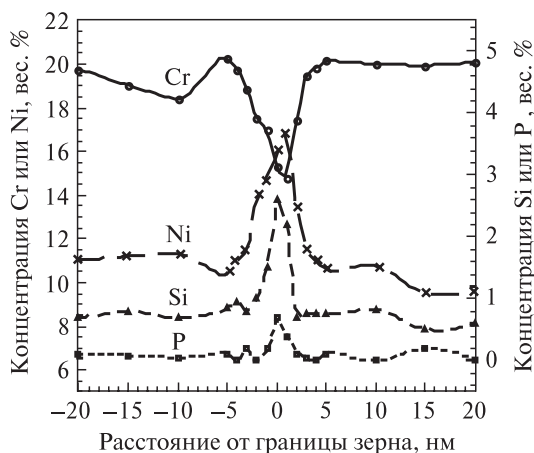


Рис. 5. Радиационно-индуцированная сегрегация Cr, Ni, Si, P на границе зерна нержавеющей стали облученной дозой несколько сн при 300 °С

Радиационно-индуцированная сегрегация имеет место при выполнении двух следующих условий: во-первых, наличии устойчивых потоков дефектов из отдельных пространственных областей или в них

и, во-вторых, преимущественном взаимодействии потоков атомов отдельных элементов сплава с этими потоками дефектов.

Степень сегрегации определяется соотношением потоков атомов по различным механизмам и, в свою очередь, зависит от парциальных коэффициентов диффузии, чувствительных к составу и структуре сплава.

Механизмы сегрегации

Наибольшее число исследований эффекта сегрегации проведено в модельных бинарных сплавах. Например, в бинарных сплавах на основе никеля наблюдалась сегрегация «надразмерных» растворенных атомов Al, Ti, Mo, Cr, Mn, Au и «подразмерных» атомов Be, Si (рис. 6). Эффект был отмечен как в насыщенных, так и в низколегированных твердых растворах.

Как видно на рис. 6, для «надразмерных» атомов (Mo, Ti, Al) наблюдается обедненная зона в области, непосредственно прилегающей к поверхности, которая предшествует области обогащения легирующими элементами. В случае атомов Si наблюдается обогащение приповерхностной зоны, за которой следует обедненная зона шириной около

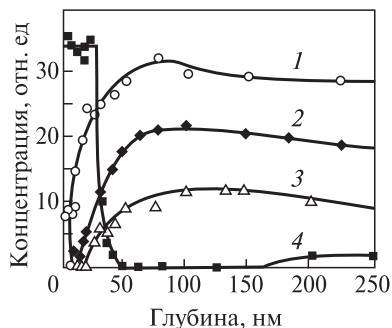


Рис. 6. Профили распределения растворимых атомов в бинарных сплавах никеля, облученных ионами Ni^{2+} с энергией 3,5 МэВ: 1 — 1 мас.% Mo, $T = 617^\circ C$, $D = 11,2$ сна; 2 — 1 мас.% Ti, $T = 500^\circ C$, $D = 8,5$ сна; 3 — 1 мас.% Al, $T = 620^\circ C$, $D = 10,7$ сна; 4 — 1 мас.% Si, $T = 560^\circ C$, $D = 8,5$ сна

100 нм. Проведенный оже-анализ показал, что обогащение приповерхностного слоя достигает по атомному содержанию Si до ~35 % и сопровождается образованием приповерхностной пленки новой Ni_3Si -фазы.

Наблюдаемые сегрегационные явления объясняются образованием подвижных комплексов дефектов — примесный атом и обратный эффект Киркендалла.

Эффект Киркендалла имеет место при наличии градиента концентрации в твердом растворе и различии коэффициентов диффузии компонентов. Как известно, отжиг биметаллической диффузионной пары при повышенной температуре вызывает перемещение границы раздела относительно концов образца. Это движение границы известно как эффект

Киркендалла и обусловлено различной скоростью диффузии компонентов сплава. При этом разность потоков атомов, составляющих компонентов сплава, уравнивается соответствующим потоком дефектов. Эффект Киркендалла свидетельствует о том, что градиент концентрации компонентов сплава может быть обусловлен потоком дефектов относительно плоскости раздела.

При облучении мощные потоки дефектов возникают только тогда, когда оба типа дефектов (вакансии и междоузельные атомы) подвижны. В противном случае преобладает рекомбинация и массоперенос на большие расстояния, приводящий к перераспределению концентрации атомов, невелик. Температурный интервал, в котором в результате сегрегации, управляемой потоками дефектов, может происходить перераспределение компонентов сплава на значительные расстояния, составляет от $0,25$ до $0,55 T_{пл}$. Генерируемые в процессе облучения потоки дефектов на стоки и возникающий градиент концентрации дефектов индуцирует поток компонентов сплава. Следовательно, потоки точечных дефектов могут создавать градиенты концентраций растворенных атомов в первоначально однородных сплавах. Это явление называется обратным эффектом Киркендалла.

Обратный эффект Киркендалла может обеспечиваться как вакансиями, так и междоузельными атомами радиационного происхождения.

Рассмотрим двухкомпонентную систему, состоящую из компонентов A и B (рис. 7).

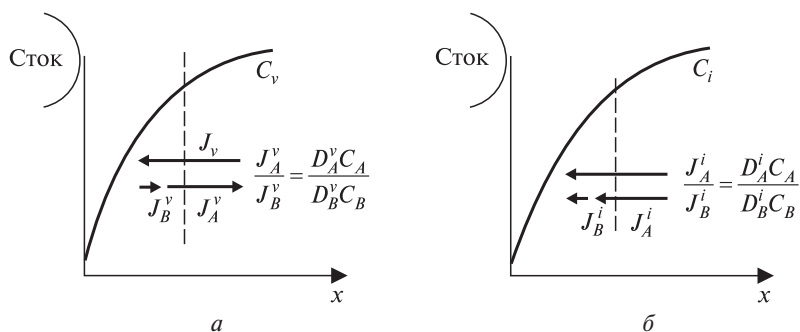


Рис. 7. Схематическое изображение обратного эффекта Киркендалла, вызванного потоком вакансий (а) и междоузельных атомов (б)

Рис. 7, а соответствует случаю для двойного сплава из компонент $A - B$ при наличии градиента вакансий вблизи стока. Градиент вакансий генерирует вакансионный поток J_v , направленный в сторону стока, что в свою очередь индуцирует равный по величине поток атомов

$(J_A^v + J_B^v)$ в противоположном направлении (здесь J_A^v и J_B^v — потоки по вакансиям атомов A и B соответственно). Поскольку потоки J_A^v и J_B^v переносят атомы A и B в количестве, пропорциональном их локальным концентрациям C_A и C_B и парциальным коэффициентам диффузии D_A^v и D_B^v (коэффициенты диффузии деленные на количество вакансий), то очевидно, что состав сплава вблизи стока не изменяется при условии, что $D_A^v = D_B^v$. Однако если $D_A^v \uparrow D_B^v$, то концентрация, создаваемая оттоком быстродиффундирующего компонента в направлении от стока, будет больше его концентрации в необлученном сплаве. Поэтому обратный эффект Киркендалла, обусловленный вакансионным потоком, всегда вызывает обеднение окрестности стока компонентом, имеющим большую скорость диффузии, и обогащение компонентом с меньшим парциальным коэффициентом диффузии.

Обратный эффект Киркендалла также может вызываться и потоком междоузельных атомов. Однако из-за того, что поток междоузельных атомов и связанные с ним потоки атомов и имеют одно направление (рис. 7, б), любая разность парциальных коэффициентов диффузии по междоузельному механизму будет вызывать преимущественный перенос более подвижных атомов в сторону стока и приводить к его обогащению данным элементом. Кроме того, оба варианта эффекта Киркендалла, зависящие от соотношения параметров D_A^v / D_B^v и D_A^i / D_B^i , могут способствовать или противодействовать один другому при сегрегации компонент вблизи стока.

Для случая концентрированных сплавов получено следующее соотношение между установившемся градиентом концентрации компонента A и градиентом концентрации вакансий

$$\nabla C_A = D_i^B D_i^A \left(\frac{D_A^v}{D_B^v} - \frac{D_A^i}{D_B^i} \right) \frac{\nabla C_v}{\alpha (D_i^B D_A^r + D_i^A D_B^r)}, \quad (6)$$

где D_i^A и D_i^B — парциальные коэффициенты диффузии междоузельного атома путем обмена местами с атомами A и B соответственно; D_A^r и D_B^r — общие коэффициенты радиационно-ускоренной диффузии атомов A и B ; α — термодинамический фактор, отличающийся от единицы для неидеальных растворов. Две возможные ситуации, вытекающие из соотношения (6), схематично показаны на рис. 8, а, б.

Обеднение области, прилегающей к стоку, компонентом A происходит тогда, когда $D_A^v / D_B^v > D_A^i / D_B^i$ (рис. 8, а), т. е. когда перенос атомов A по вакансионному механизму преобладает над междоузельным, и, наоборот, обогащение окрестности стока атомами A происходит в случае, когда $D_A^v / D_B^v < D_A^i / D_B^i$ (рис. 8, б).

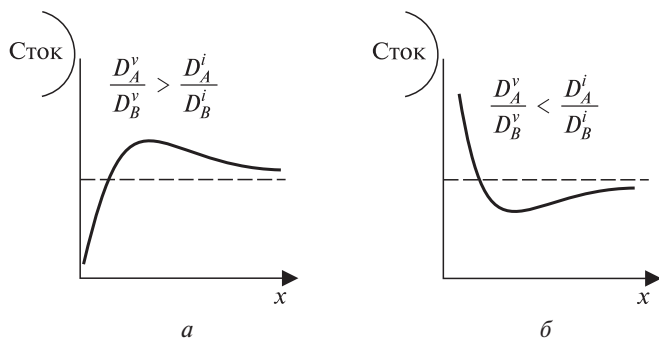


Рис. 8. Влияние соотношений парциальных коэффициентов диффузии на распределение по глубине от стока растворенных атомов A :

a — обеднение области, прилегающей к стоку;

$б$ — обогащение окрестности стока

Максимальное обогащение области вблизи стока компонентом A реализуется в случае, когда атомы A диффундируют только по междоузлиям, а атомы B — только по вакансиям.

Комплексы типа растворенный атом – собственный междоузельный атом

Кроме обратного эффекта Киркендалла, сегрегация может быть обусловлена возникновением подвижных смешанных комплексов типа вакансии — растворенный атом или растворенный атом — собственный междоузельный атом. При этом считается, что такие комплексы до момента своей термической диссоциации, совершая случайные блуждания по кристаллической решетке, могут проходить значительные расстояния. Поэтому их можно рассматривать как самостоятельные компоненты, диффундирующие по градиенту собственной концентрации. В первоначально однородном сплаве потоки таких смешанных комплексов направлены к стокам, в результате чего область стока обогащается каким-либо одним из компонентов сплава. Вклад в сегрегацию различных смешанных комплексов зависит от их энергии связи и энергии миграции.

Миграция комплексов растворенный атом — собственный междоузельный атом оказывается важной для сегрегации компонентов с атомным радиусом меньшим, чем радиус атомов матрицы, особенно для микролегирующих элементов в технологически важных сталях (т. е. P, Si).

Влияние размера растворенного атома

Разница в размере растворенных атомов и атомов решетки играет основную роль в определении величины и направления сегрегации. Для снижения энергии деформации кристаллической решетки подразмерные растворенные атомы в положениях замещения преимущественно будут меняться местами с растворенными атомами в позициях междоузлий, тогда как надразмерные растворенные атомы стремятся остаться или вернуться в положение замещения. Следует отметить, что вакансии в основном меняются местами с надразмерными атомами. При облучении при повышенных температурах доля подразмерных растворенных атомов, мигрирующих как междоузельные атомы, или надразмерных растворенных атомов, мигрирующих в противоположную сторону от потока вакансий, может в значительной степени превосходить долю растворенных атомов в сплаве. Другими словами, любая разница между размерами атомов растворителя и растворенного вещества будет способствовать тому, что химический состав сплава будет отличаться от химического состава междоузлий, индуцированных облучением, и потоков вакансий к стокам. Это непропорциональное участие растворенных атомов в потоках дефектов на стоки приведет к перераспределению растворенного вещества, которое обеспечит обогащение подразмерным растворенным веществом и обеднением надразмерным растворенным веществом возле стоков дефектов. В табл. 2 приведены данные по объемным несоответствиям атомов растворенного вещества-растворителя, а также теоретически предсказываемые и экспериментально наблюдаемые направления сегрегации.

Таблица 2

**Влияние несоответствия объемов атомов твердого раствора
на радиационно-индуцированную сегрегацию**

Раствор	Несоответствие объемов, %	Предсказанные направления сегрегации	Наблюдаемые направления сегрегации
Pd-Cu	–20	+*	+
Pd-Fe	–27	+	+
Pd-Mo	–3	+	+
Pd-Ni	–26	+	+
Pd-W	–2	+	+
Al-Ge	–37	+	+
Al-Si	–45	+	+
Al-Zn	–19	+	+
Fe-Cr	+4	—**	—
Mg-Cd	–19	+	+

Раствор	Несоответствие объемов, %	Предсказанные направления сегрегации	Наблюдаемые направления сегрегации
Ti-Al	–3	+	+
Ti-V	–26	+	+
Ni-Al	+52	–	–
Ni-Au	+55	–	–
Ni-Be	–29	+	+
Ni-Cr	+1	–	–
Ni-Ge	–5	+	+
Ni-Mn	+32	–	–
Ni-Mo	+31	–	–
Ni-Sb	+21	–	–
Ni-Si	–16	+	+
Ni-Ti	+57	–	–
Cu-Ag	+44	–	–
Cu-Be	–34	+	+
Cu-Fe	–8	+	+
Cu-Ni	–7	+	+
***SS-Ni	–3	+	+
*SS-Cr	+5	–	–
*SS-Si	–3	+	+
*SS-C	+54	–	
*SS-Mn	+3	–	–
*SS-Mo	+36	–	–
***SS-Cu	+9	–	

* + соответствует обогащению растворенным элементом на стоке

** – соответствует обеднению растворенного элемента на стоке

***SS соответствует 316-й стали

Влияние температуры

Зависимость РИС на поверхности от температуры облучения показана на рис. 9. Согласно представленной зависимости при высокой температуре облучения высокая концентрация термических вакансий приводит к высокой скорости диффузии растворенных элементов и высокой скорости рекомбинации дефектов. Это снижает потоки дефектов к стокам, и тем самым, степень сегрегации растворенного вещества, в то время как высокая скорость диффузии приводит к повышению обратной диффузии сегрегированных растворенных элементов.

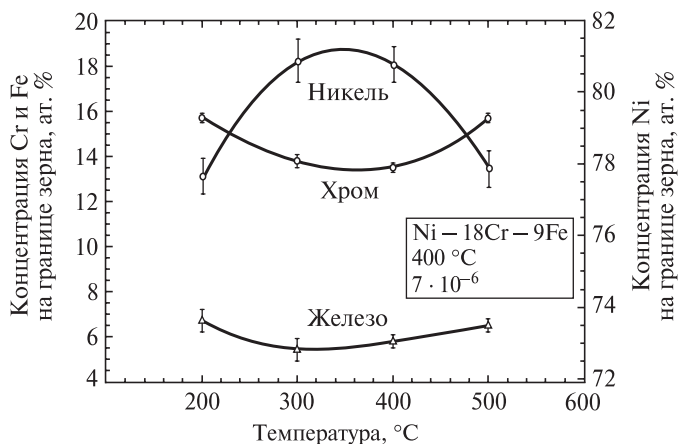


Рис. 9. Температурная зависимость сегрегации Ni, Cr и Fe на границе зерна в сплаве Ni – 18Cr – 9Fe, облученном протонами с энергией 3,4 МэВ при температуре 400 °С в дозе 1 сна при скорости смещения $7 \cdot 10^{-6}$ сна/с

При низкой температуре подвижность вакансий мала, а концентрация радиационно-индуцированных вакансий велика. Таким образом, рекомбинация дефектов преобладает, потоки дефектов к стокам уменьшаются и сегрегация снижается. При промежуточных температурах концентрация термических вакансий незначительна, а концентрация радиационно-индуцированных вакансий относительно мала. Скорость рекомбинации дефектов низкая, таким образом, миграция дефектов происходит преимущественно к стокам, наблюдается значительная сегрегация растворенного вещества.

Влияние скорости набора дозы

Снижение скорости набора дозы сдвигает температурную зависимость РИС в сторону меньших температур. Это можно объяснить следующим образом. При данной температуре более низкая скорость образования дефектов означает то, что вакансии и междоузельные атомы образуются в решетке медленнее или на большем расстоянии друг от друга. Однако их термическая подвижность остается неизменной и, наряду с более низким числом дефектов в кристаллической решетке, вероятность отыскать сток по отношению к таковой для рекомбинации возрастает. При заданной температуре более низкая скорость смещения

приводит к увеличению роли стоков по сравнению с взаимной рекомбинацией дефектов и, как следствие, повышению сегрегации. При высокой температуре более низкая скорость образования смещений означает меньший вклад радиационно-индуцированных вакансий в сегрегацию, если сравнивать с таковым при более высоких дозах облучения. Таким образом, с уменьшением скорости набора дозы сегрегация снижается.

Радиационно-индуцированная сегрегация в тройных сплавах

Инженерные сплавы редко являются просто двойными. В большинстве сплавов содержится много растворенных элементов, каждый из которых играет особую роль в свойствах сплавов. РИС является важной проблемой в конструкционных материалах, облучаемых при повышенных температурах. Изменения состава на границах зерен могут приводить к изменениям микроструктуры (выделение преципитатов, структура дислокационных петель и пустот) в дополнение к изменениям склонности к развитию таких процессов, как межкристаллитная коррозия и коррозионное растрескивание под напряжением. Например, известно, что в облученных нержавеющей стали всегда происходит обеднение Cr, а потеря хрома на границах зерен может вызвать и повысить склонность к межкристаллитной коррозии и межкристаллитному коррозионному растрескиванию под напряжением, поскольку хром обеспечивает пассивность сплава посредством образования очень тонкой защитной пленки Cr_2O_3 . Рассмотрим примеры для аустенитных и ферритных сталей.

Сегрегация в аустенитных сталях. Представленные на рис. 10 спектры измеренных концентраций распределения основных и легирующих компонентов твердого раствора — Cr, Ni, Si как функции расстояния от стационарной границы зерна в образцах аустенитной стали ЭИ-847, облученной в реакторе, показывают, что облучение нейтронами до дозы 8 сна при $T = 340^\circ\text{C}$ незначительно изменяет концентрации элементов у границы зерен. Сегрегационные профили для этой же стали, облученной при температуре $T = 440^\circ\text{C}$ до дозы 13 сна, однозначно свидетельствуют об обеднении границ хромом и обогащении никелем. Следует отметить, что пик Ni более узкий, чем у Cr, но все профили обладают достаточной симметрией относительно фиксированной линии изображения границы.

Различие в величине пиков Cr и Ni для этих двух экспериментов иллюстрирует сильную температурную зависимость процессов распада твердого раствора и собственно процессов радиационно-индуцированной сегрегации, так как в обоих экспериментах дозы облучения отличаются незначительно.

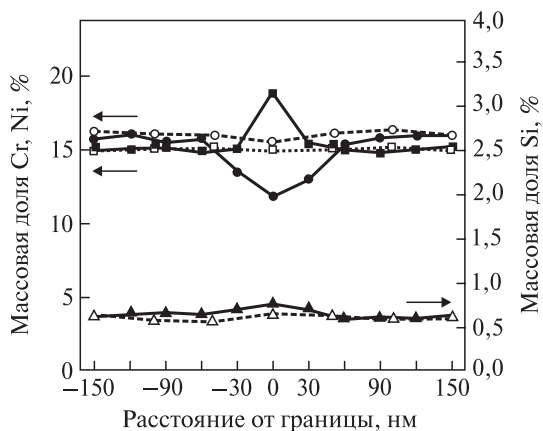


Рис. 10. Профили сегрегации элементов на границе зерна в облученной стали ЭИ-847 ($T_{\text{обл}} = 440^\circ\text{C}$):

$\Delta, \blacktriangle$ – Si; $\square, \blacksquare$ – Ni; $\circ, \bullet$ – Cr

($\Delta, \square, \circ$ – $D = 8$ сна; $T_{\text{обл}} = 340^\circ\text{C}$; $\blacktriangle, \blacksquare, \bullet$ – $D = 13$ сна)

Ситуация в реальных облучаемых сталях осложняется тем фактом, что значительная (>70 %) часть границ зерен не фиксирована, а мигрирует в процессе облучения.

Представленные на рис. 11 профили распределения основных и легирующих элементов на мигрирующей границе (сталь ЭИ-847, облучение ионами Cr^{3+} с энергией 3 МэВ, $T_{\text{обл}} = 600^\circ\text{C}$, $D = 80$ сна) показывают, что сегрегационные профили теряют свою симметричность. Объем, «заметаемый» мигрирующей границей, обогащен никелем и обеднен хромом и молибденом, однако значительного различия в концентрации кремния в матрице и объеме не наблюдается. Перед фронтом мигрирующей границы имеет место образование сравнительно узкой (~100 нм шириной) зоны с обратным изменением композиции, где никель обедняется, а Cr обогащается.

Процессы сегрегации на дислокационных сегментах, составляющих часть дислокационной сетки, протекают аналогичным образом.

Профили сегрегации на большой дефектной петле Франка (рис. 12) связаны с более значительным по сравнению с дислокационным сегментом возрастанием концентрации никеля и кремния, а также снижением концентрации хрома и железа.

Снижение размера петли значительно понижает уровень сегрегации всех элементов. До 80 % дислокационных петель диаметром более 80 нм обнаруживали детектируемую сегрегацию, а петли размером менее 40 нм такой сегрегации не показывали.

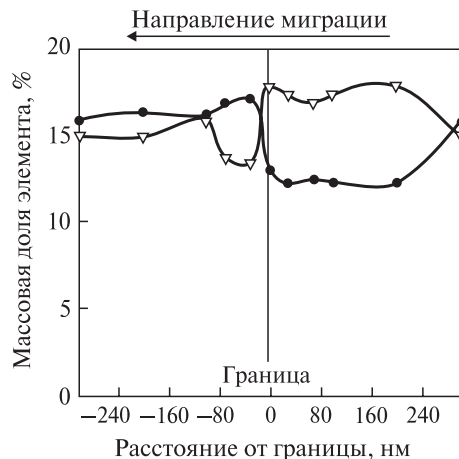


Рис. 11. Профили распределения элементов (∇ – Ni, $\bullet$ – Cr) у мигрирующей границы в стали ЭИ-847 (Cr^{3+} , $E = 3 \text{ МэВ}$, $D = 80 \text{ снА}$, $T_{\text{обл}} = 600 \text{ }^{\circ}\text{C}$)

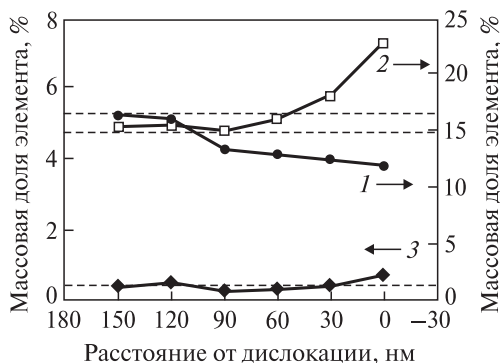


Рис. 12. Распределение элементов в плоскости дефекта упаковки петли Франка (пунктирные линии показывают среднее содержание элементов в матрице): 1 – Cr; 2 – Ni; 3 – Si (ЭИ-847(А), Cr^{3+} , $E = 3 \text{ МэВ}$, $T_{\text{обл}} = 600 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $D = 25 \text{ снА}$)

РИС в ферритных сталях. РИС также играет важное значение в ферритных сталях, особенно в сталях, работающих под давлением, где сегрегация междоузельных примесей, таких как Р, на границах зерен может иметь значительные последствия для их охрупчивания. По срав-

нению с аустенитными сталями, сегрегации легирующих элементов в ферритных сталях мало изучены. Модели сегрегации междоузельных примесей не так хорошо развиты, как для растворенных атомов замещения. Фолкнер [10] рассмотрел данные по сегрегации и ее механизмам и предполагает, что РИС в ферритных сталях осуществляется посредством дефектно-примесных комплексов и что конкуренция с другими элементами за место на границе играет значительную роль при определении величины сегрегации определенной примеси. Если говорить об атомах Р, предполагается, что миграция посредством собственных междоузельных комплексов фосфора происходит достаточно быстро для того, чтобы концентрация осталась однородной по плоскости границы зерен. Таким образом, в материалах ферритного класса, как и в аустенитных сталях, под действием облучения происходит распад твердого раствора и сегрегация в результате взаимодействия радиационно-индуцированных точечных дефектов и атомов твердого раствора.

В ферритных сталях они имеют свои характерные особенности. Сегрегационный профиль границы феррит — феррит в облученной стали ЭП-450 (рис. 13) демонстрирует, что при температуре облучения 400 °С в пределах ошибки измерений существенного изменения концентраций кремния и хрома не наблюдается. Максимально регистрируемое обогащение границы кремнием и обеднение хромом в экспериментах облучение Cr^{3+} , $E = 4,5 \text{ МэВ}$) происходит при температурах 500 °С.

Анализ профиля (рис. 14) показывает, что на междоузельных петлях с вектором Бюргерса $a\langle 100 \rangle$ в процессе облучения имеет место обогащение хромом по сравнению с матрицей (фактор обогащения составляет 1,12). Следует отметить, что на дислокационных петлях, имеющих меньшие векторы Бюргерса, обогащения хромом не обнаруживается.

Описанные различия в распределении компонентов в ферритных и аустенитных сталях обусловлены разной степенью влияния тех или иных механизмов сегрегации. Таким образом, важной особенностью РИС в аустенитных сталях является миграция комплексов междоузлия — примесный атом дает более сильное обогащение, чем вакансионный обратный эффект Киркендалла. Этот механизм доминирует, даже если вакансионный обратный эффект Киркендалла действует в противоположном направлении.

Обнаружено, что основной вклад в фазовую нестабильность аустенитной матрицы вносит сегрегация на компонентах дислокационной структуры.

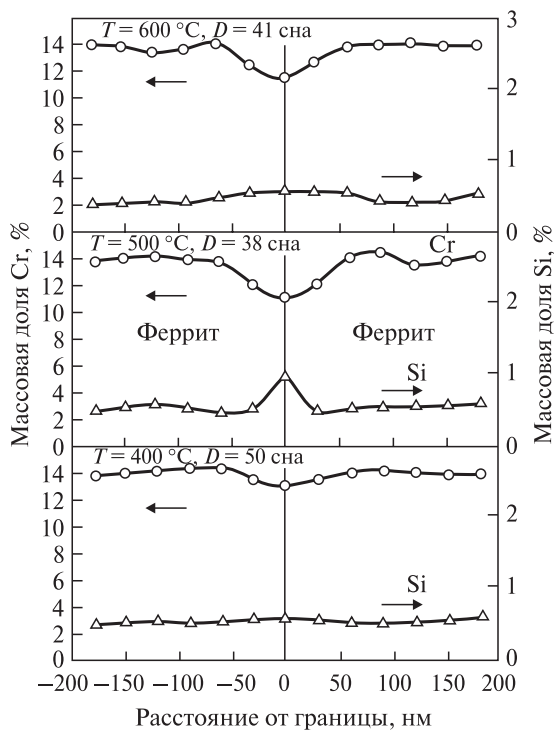


Рис. 13. Температурная зависимость профиля сегрегации в стали ЭП-450 (Cr^{3+} , $E = 4,5$ МэВ, $K = 5 \cdot 10^{-3}$ снa/c)

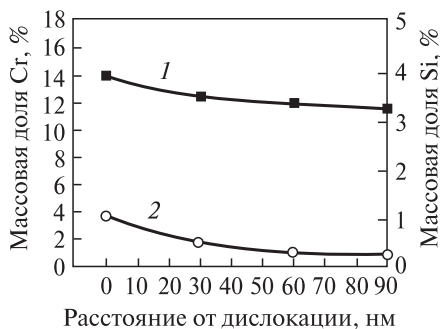


Рис. 14. Сегрегационный профиль у большой дислокационной петли в стали ЭП-450 (Cr^{3+} , $E = 4,5$ МэВ, $D = 48$ снa, $T_{\text{обл}} = 575$ °C): 1 – Cr; 2 – Si

Наблюдаемые эффекты сегрегации в ферритных сталях также определенным образом можно связать с различиями в величине атомных радиусов компонентов и примесных атомов по сравнению с основным компонентом этих сталей — железом. Обеднение хрома на границах зерен объясняется тем, что хром, являясь надразмерным атомом, сегрегирует от границы по вакансионному механизму в соответствии с обратным эффектом Киркендалла или образует мобильный комплекс междоузлия — примесный атом и также сегрегирует от границы. Аналогично объясняется поведение других технологически важных атомов — молибдена и ванадия. Наблюдаемое обеднение этими элементами границ зерен связывается с действием вакансионного обратного эффекта Киркендалла и механизма слабой связи атомов примесей с потоком междоузлий.

Поведение никеля в ферритных сталях значительно отличается от его поведения в аустенитных сталях, в которых на стоках обязательно происходит обогащение никелем, а также кремнием.

Разница в поведении никеля в аустенитных и ферритных сталях может быть связана с различием в относительном размере атома относительно матрицы. В аустенитных сплавах никель — подразмерный элемент, поэтому предполагается, что он сильно взаимодействует с междоузлиями. В этом случае обогащение никелем происходит даже на стоках с вакансионным предпочтением, так как они все равно поглощают междоузлия. В ферритных сталях ситуация несколько изменяется: так как размер атомов никеля очень близок к размеру атомов матрицы, взаимодействия с точечными дефектами становятся более слабыми и сложными.

Эффект температурной зависимости сегрегации как в ферритных, так и в аустенитных сталях объясняется различием в поведении вакансий при изменении температуры облучения. При низких температурах ($\sim 350^\circ\text{C}$) имеет место лишь незначительная сегрегация, поскольку вакансии остаются относительно неподвижными. Их концентрация становится больше, и, соответственно, большинство междоузлий рекомбинируют с вакансиями раньше, чем диффундируют к границам и другим стокам дефектов. Это затрудняет формирование потока точечных дефектов.

При облучении стали в области высоких температур ($\sim 450^\circ\text{C}$) вакансии становятся подвижными, мигрируют к стокам. Из-за снижения степени взаимной рекомбинации междоузлия образуют поток к границам, а это приводит к интенсификации сегрегационных эффектов.

Пик сегрегации наблюдается при 500°C , а дальнейшее повышение температуры до 600°C приводит к снижению количества сегрегирующего элемента из-за эффективной диффузии хрома от обогащенного района.

ФАЗОВАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ ПОД ОБЛУЧЕНИЕМ

Следствием распада гомогенного твердого раствора в облучаемом материале являются два важных взаимосвязанных процесса: во-первых, перераспределение и локальное изменение состава материалов и, во-вторых, зарождение и рост новых выделений вторых фаз и модификация композиций фаз, существовавших до облучения.

Облучение сплавов, первоначально находящихся в нестабильном состоянии, может приближать их к более устойчивому, равновесному состоянию. И наоборот, если исходный сплав находится в устойчивом структурном состоянии, то облучение может перевести его в метастабильное состояние. Нарушая структурную стабильность сплава, облучение в одних случаях вызывает выделение частиц новой фазы (например, интерметаллидов, карбидов, карбонитридов и т. д.), а в других — их распад и растворение.

Самый простой способ изменения фазовой стабильности при облучении — локальное обогащение или обеднение растворенного вещества. Растворение фаз также может происходить в результате смещений в каскаде соударений, что вызывает разупорядочение путем создания дефектов на поверхности и приводят к зарождению и росту отдельных фаз. При определенных условиях облучение также может привести к формированию метастабильных фаз, включая аморфизацию. Поскольку фазовая структура сплава может существенно влиять на физические и механические свойства материала, понимание того, как облучение влияет на фазовую стабильность, является важным для технических материалов.

Таким образом, анализ совокупности существующих экспериментальных и теоретических результатов и литературных источников дает основание считать, что главными факторами, оказывающими влияние на фазовую стабильность в процессе облучения, являются:

а) *радиационно-ускоренная диффузия (РУД)*. Этот эффект является первопричиной формирования термических выделений, а также оказывает влияние на радиационную модификацию выделений и коалесценцию выделений под облучением;

б) *растворение выделений* при каскадообразующем облучении. Этот эффект часто является основным дестабилизирующим фактором для выделений, существующих в условиях облучения;

в) *радиационно-индуцированная сегрегация* атомов. Этот эффект является причиной образования радиационно-индуцированных и радиационно-модифицированных выделений в аустенитных нержавеющих сталях;

г) *эффект пересыщения точечными дефектами*. Пересыщение вакансиями и междоузлиями в процессе облучения может существовать как в матрице, так и в фазовых выделениях.

Эффекты РУД и РИС объясняют, как облучение может ускорить перенос атомов в сплаве и как формирование комплексов между потоками вакансий/междоузлий и атомов растворенного вещества/растворителя может обусловить обогащение или обеднение растворенных атомов на стоках дефектов, таких как свободная поверхность, границы зерен, дислокации, поверхности преципитатов и др. Обогащение или обеднение растворенных атомов напрямую обуславливает формирование или растворение преципитатов: если локальная концентрация растворенного вещества выше предела его растворимости, происходит выделение преципитата, в обратном случае — растворение.

Как отмечалось ранее, температурная зависимость РИС такова, что при низких температурах она минимальна вследствие малой подвижности дефектов и высокой скорости рекомбинации вакансий и междоузельных атомов, что ограничивает число дефектов, аннигилирующих на стоках. В случае высокой температуры высокая равновесная концентрация вакансий обуславливает более быструю обратную диффузию, ограничивая степень РИС. Однако в промежуточном температурном интервале РИС оказывает значительное влияние на формирование/растворение новых фаз на стоках.

Рассмотрим классические примеры радиационно-индуцированного фазообразования. В системе Ni — Si атомы кремния имеют меньший размер, чем атомы никеля, поэтому стоки дефектов обогащаются кремнием. Сегрегация приводит к тому, что концентрация кремния вблизи стоков становится больше предела растворимости кремния в никеле. В результате появляется новая фаза Ni_3Si на поверхности, на границах зерен и на дислокационных петлях (рис. 15).

В системе Ni — Al атомы алюминия имеют больший размер по сравнению с атомами никеля. Поэтому вблизи стоков дефектов возникает область, обедненная алюминием. Но область, находящаяся вблизи обедненных зон, обогащается алюминием. Если его концентрация превышает предел растворимости в никеле, то выпадает фаза Ni_3Al (рис. 16).

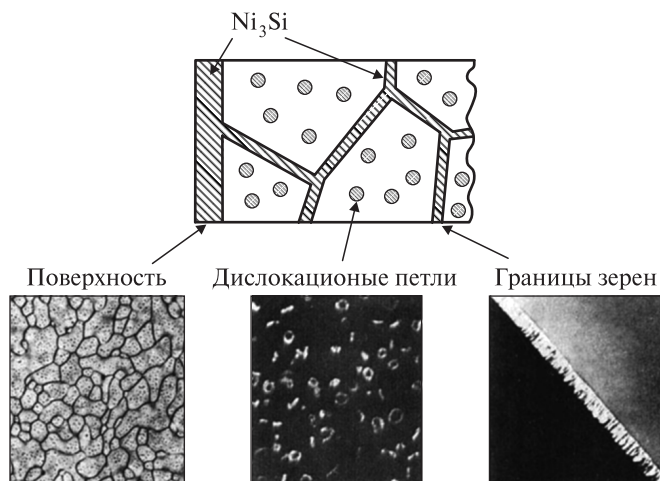


Рис. 15. Формирование фазы Ni_3Si на стоках дефектов в твердом растворе Ni – 6 ат. % Si

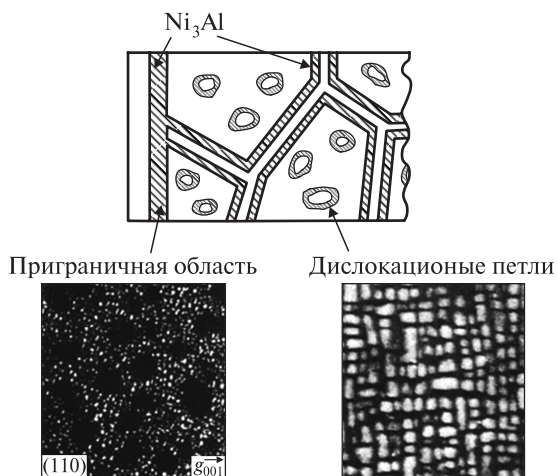


Рис. 16. Формирование фазы Ni_3Al на стоках дефектов в твердом растворе Ni – 12.8 ат. % Al

Смещения атомов в каскаде столкновений приводят к выбиванию атомов из преципитатов в окружающую кристаллическую решетку, тем самым способствуя его растворению. Влияние облучения на стабильность преципитата схематически представлено на рис. 17.

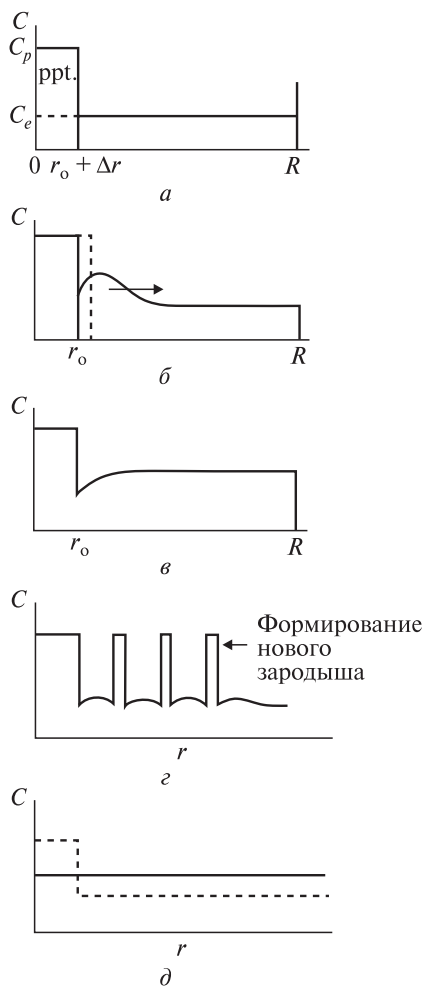


Рис. 17. Схематическое изображение радиационно-индуцированного растворения преципитата и формирования новой фазы как функции дозы:

a – необлученное состояние;
б – растворение поверхности при низкой дозе;
в – равновесное состояние; *г* – формирование зародыша новой фазы вследствие локального пересыщения растворенным атомом или *д* – непрерывное растворение преципитата вследствие малой его плотности

До облучения фаза находится в равновесном состоянии относительно концентрации растворенного вещества в матрице C_e (рис. 17, *а*).

Облучение приводит к растворению поверхности фазы и повышению содержания растворенных атомов на границе раздела, инициируется диффузия от этой границы (рис. 17, *б*). Повторное растворение уравнивается повторным выделением фазы, что обуславливает равновесный концентрационный профиль (рис. 17, *в*). Локальное пересыщение растворенными атомами может привести к зарождению новой фазы в матрице (рис. 17, *г*) или, если прицепитаты находятся на большом расстоянии друг от друга, содержание растворенного атома может не достигнуть равновесного значения, и преципитат продолжит растворяться (рис. 17, *д*).

Радиационно-индуцированное растворение — один из ключевых процессов, влияющий на стабильность преципитатов, которая контролируется кинетическими процессами в твердом теле.

При воздействии облучения на вещество могут появляться метастабильные фазы, появление которых невозможно ожидать из диаграмм состояния. В данном случае может происходить четыре типа процессов: разупорядочивание структуры, аморфизация, изменение кристаллической структуры и образование квазикристаллической фазы. Разупорядочивание структуры заключается в потере дальнего порядка вследствие радиации. Примером изменения кристаллической структуры служит переход из ГЦК-структуры в ГПУ-структуру при облучении. Квазикристаллической называется такая фаза, которую нельзя отнести ни к кристаллической, ни к аморфной. В данном случае, зная положение одной элементарной ячейки, можно предсказать положения других ячеек. Однако они не будут располагаться периодически в пространстве [10].

В табл. 3 приведены образующиеся фазы для некоторых бинарных сплавов.

Таблица 3

**Радиационно-индуцированные фазовые выделения
в пересыщенных бинарных сплавах**

Сплав	Частица	Выделение	Морфология
MgCd	e^-	Mg_3Cd	—
AlZn	N	βZn	Гомогенное выделение
	e^-	βZn	Гомогенное выделение
AlAg	e^-	(100)Ag-обогащенные пластинки	Гомогенное выделение
NiBe	Ni^+	$\beta NiBe$	На междоузельных дислокационных петлях

Сплав	Частица	Выделение	Морфология
	e^-	βNiBe	Гомогенное выделение и на междоузельных дислокационных петлях
NiSi	N	$\gamma'\text{Ni}_3\text{Si}$	На междоузельных дислокационных петлях
	Ni^+	$\gamma'\text{Ni}_3\text{Si}$	—
	e^-	$\gamma'\text{Ni}_3\text{Si}$	—
	H^+	$\gamma'\text{Ni}_3\text{Si}$	Когерентность, вызванная неоднородностью образования дефектов
NiGe	e^-	$\gamma'\text{Ni}_3\text{Ge}$	В полостях и на дислокациях
CuBe	e^-	G.P.-зоны	Гомогенное выделение
	Cu^+		На каскадах
PdMo	Cu^+	Mo	На дислокационных петлях
PdFe	H^+	$\gamma'\text{Pd}_3\text{Fe}$	На дислокационных петлях
PdW	$\text{H}^+ \text{N}^+ e^-$	bcc W	На дислокационных петлях
WRe	N	WRe_3 , W-Re	Гомогенное выделение
FeV	e^-	не определено	Гомогенное выделение
FeCr	e^-	не определено	Гомогенное выделение
Разные тройные сплавы	n, ионы, e^-	изменения состава	—

Далее рассмотрим фазовую стабильность аустенитных и ферритно-мартенситных сталей.

Аустенитные стали

Существующая в настоящее время классификация выделений вторых фаз в аустенитных сталях (радиационно-индуцированные, радиационно-модифицированные и радиационно-стимулированные) хорошо отражает физику их формирования и эволюцию в процессе облучения.

1. Радиационно-индуцированные фазы — это фазы, которые образуются только при облучении материала. В аустенитных сталях к ним относится, например, G-фаза, представляющая собой двойной силицид стехиометрического состава $\text{A}_6\text{M}_{12}\text{X}_7$, где A = Ti, Cr, Mn; M = Ni, Fe; X = Si, B, C. Результаты последних лет дают основание утверждать, что G-фаза является одной из основных фаз, образующихся в процессе

облучения данного типа сталей и определяющих их радиационную стабильность. Эта фаза формируется в процессе облучения нейтронами в быстром реакторе и при облучении тяжелыми ионами (с небольшими вариациями в химическом составе). Наиболее характерной для морфологии выделений G-фазы является пруткообразная и глобулярная формы. Размер и концентрации частиц этой фазы могут изменяться в широких пределах, что отражает изменения в локальном составе сталей. Выделения G-фазы являются преобладающей фазой в Ti и Nb-модифицированных аустенитных сталях в процессе нейтронного облучения. В таких сталях G-фаза формируется в широком температурном интервале — от 400 до 650 °С. Важно то, что G-фаза остается стабильной с увеличением дозы. Такие выделения легче формируются в отожженных сталях, чем в холоднообработанных.

2. Радиационно-модифицированные фазы — это фазы, которые проявляются как в результате облучения аустенитных сталей, так и в результате термической обработки. Карбиды MC (NbC, TiC, VC и т. д.) являются представителями данной группы.

Обязательное наличие в композиционном составе исследуемых сталей сильных карбидообразующих элементов — ниобия и титана, вводимых как для увеличения сопротивления ползучести и уменьшения образования коррозионных трещин, так и для снижения радиационного распухания и гелиевого охрупчивания, приводит к образованию в структуре материала выделений карбидов (карбонитридов) MC. Эти выделения (NbC, TiC, VC и т. д.) могут быть крупнозернистыми (первично остались нерастворенными в процессе обработки в растворе) и мелкодисперсными, содержащими небольшие количества кремния. Мелкие внутризеренные (вторичные) карбидные выделения являются следствием облучения, так как подобные выделения не характерны для состаренных, обработанных в растворе аустенитных сталей. Зарождение этих выделений происходит, как правило, на дислокациях или дефектах упаковки.

В стабилизированных аустенитных сталях, обработанных на твердый раствор, эти обычно крупные (до 1 мкм) карбиды (карбонитриды) являются главным образом сфероидальными выделениями, нерастворимыми в процессе термообработки (первичные карбиды). Карбиды MC имеют кубическую структуру типа B1 Fm3m с четырьмя металлическими атомами в единичной ячейке. Часть атомов углерода может быть замещена атомами азота, кислорода.

Наличие муарового узора на электронно-микроскопическом изображении выделения NbC свидетельствует о его высокой когерентности с матрицей (рис. 18).

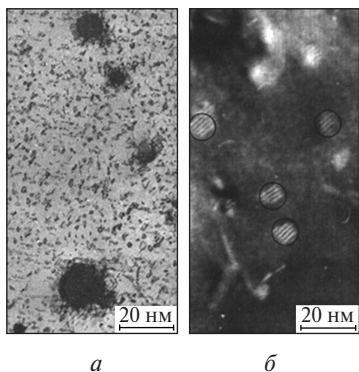


Рис. 18. Выделения МС
в стали ЭИ-847:

а — первичные карбиды Cr^{3+} ,
 $E = 3 \text{ МэВ}$, $T_{\text{обл}} = 625^\circ\text{C}$, $D = 2 \text{ снэ}$;
б — вторичные карбиды

Образующиеся в процессе облучения вторичные карбиды МС, популяции которых распределены главным образом по телу зерен, очень мелкодисперсны и имеют высокую концентрацию.

В процессе нейтронного облучения стали Х18Н10Т первичные карбонитриды обогащаются никелем и кремнием, а вторичные (радиационно-индуцированные) не претерпевают значительного изменения состава. При облучении не происходит инфильтрации (перехода в выделения вторых фаз элементов твердого раствора) никеля и кремния в первичные выделения МС.

Основные карбидообразующие элементы в аустенитных сталях, применяемые в настоящее время в активных зонах реакторов, — титан и ниобий. Сейчас предполагается использовать для этих же целей ванадий и цирконий. Ключевым вопросом поведения выделений является их термическая и радиационная стабильность. Зарождение выделений типа МС фиксируется в легированных сталях при относительно малых дозах облучения (10–20 снэ).

3. Радиационно-ускоренные фазы — это фазы, которые также возникают как при облучении, так и при термической обработке, рост которых при низких температурах значительно интенсивен в случае радиационного воздействия. Представителем данной фазы является η -фаза (M_6C). Большинство частиц развивается в форму ромбоэдрических дисков, имеющих по отношению к матрице ориентацию куб в кубе или двойникованную ориентацию. Их кристаллография имеет кубическую форму $\text{Fd}3\text{m}$, $\text{E}93$, объемное несовпадение с γ -матрицей (0,1), это значит, что данная фаза обладает поверхностью раздела с матрицей высокой степени когерентности. Основные особенности этих фаз при облучении — увеличение количества кремния по сравнению с термическим старением. Важно, что в процессе нейтронного облучения существенное формирование выделений η -фазы происходит при более низких температурах (по сравнению с оригинальной сталью) при сравнительно малых периодах экспозиции.

Спектр выделений вторых фаз в облученных аустенитных сталях в действительности существенно шире, но описанные выше выделения, имея высокую объемную долю, являются основными выделениями, ко-

торые оказывают влияние на эволюцию микроструктуры и состава. При более высоких температурах в дополнение к упомянутым выше фазам наблюдались и такие термически стабильные фазы, не обладающие хорошей когерентностью с матрицей, как фазы Лавеса, σ - и χ -фазы. По всей видимости, при этих температурах радиационно-индуцированная сегрегация не оказывает существенного влияния на стабильность второй фазы.

Следует отметить различное поведение выделений вторых фаз при облучении в реакторах с различным спектром, что приводит к разнице в наработке гелия. Влияние гелия может быть выявлено при облучении на ускорителях тяжелых ионов с его дополнительной инъекцией или при двойной имплантации.

В частности, микроструктуры облученных сталей типа 316, модифицированных добавками кремния и титана, показывают сильное влияние гелия на стабильность выделений МС-фазы и на взаимодействие между МС- и G-фазами. В образцах без гелия концентрация выделений МС имеет максимум при 40 сна, мелкие МС-выделения затем растворяются в пользу крупных частиц G-фазы, которая преобладает в микроструктуре.

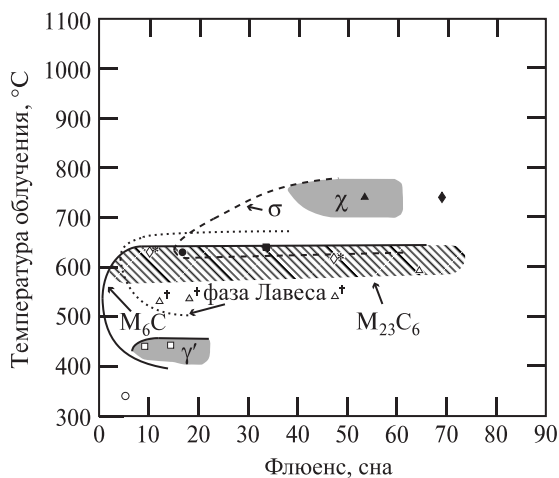


Рис. 19. Дозовая и температурная зависимость образования выделений фаз в отожженной коррозионно-стойкой стали 316, облученной в HFIR:
 ○ — нет выделений; □ — γ' (Ni_3Si) + M_6C (η);
 △ — M_6C + фаза Лавеса; ♦ — M_6C + фаза Лавеса + M_{23}C_6 ;
 ● — M_6C + фаза Лавеса + M_{23}C_6 + σ ; ■ — фаза Лавеса + σ ;
 ▲ — χ + σ ; ♦ — σ ; * — фаза Лавеса с низким содержанием Ni;
 + — фаза Лавеса с высоким содержанием Ni

При совместном внедрении гелия плотность МС-частиц намного выше, чем в образцах без гелия. Формируется мало крупных и изолированных частиц G-фазы, т. е. гелий не только обуславливает обильное формирование пузырьков и пор, но также значительно замедляет замену МС-фазы G-фазой, т. е. радиационно-индуцированную сегрегацию.

Таким образом, гелий может одновременно увеличивать концентрацию стабильных пор и уменьшать радиационно-индуцированную сегрегацию атомов растворенного вещества и образование выделений. Логическим объяснением такой картины является то, что введение гелия приводит к возрастанию концентрации стоков точечных дефектов (пор и петель). Это, в свою очередь, увеличивает рекомбинацию точечных дефектов на стоках и, соответственно, уменьшает их концентрацию в матрице. Следовательно, потоки точечных дефектов и ассоциируемые потоки растворенных атомов к стокам сокращаются, что замедляет радиационно-индуцированную сегрегацию и формирование выделений. Дальнейшее уменьшение сегрегации и фазовыделения следует из того факта, что фиксированное количество атомов твердого раствора теперь должно распределяться между большим количеством стоков.

В табл. 4 и на рис. 19 показаны фазы, образующиеся в аустенитных сталях при облучении.

Таблица 4

**Фазы, наблюдаемые в сплавах аустенитной стали
после нейтронного облучения**

Фаза		Кристаллическая структура	Параметр решетки (нм)	Морфология
Радиационно-индуцированная	$\gamma'(\text{Ni}_3\text{Si})$	Кубическая, A1 Fm3m	0,35	Сферическая
	$\text{G}(\text{M}_6\text{Ni}_{16}\text{Si}_7)$	Кубическая, A1 Fm3m	1,12	Маленькие стержни
	$\text{M}_2\text{P}(\text{FeTiP})$	Гексагональная, C22, P321	0,6 ($c/a = 0,6$)	—
	Cr_3P	Тетрагональная, $\text{S}_4^2 14$	0,92 ($c/a = 0,5$)	Тонкая пластинка
Радиационно-модифицированная	$\eta(\text{M}_6\text{C})$	Кубическая, E9, Fd3M	1,08	—
	фаза Лавеса (A_2B)	Гексагональная, C14 $\text{P6}_3/\text{mmc}$	0,47 ($c/a = 0,77$)	Нарушенная пластинка
	$\text{M}_2\text{P}(\text{FeTiP})$	То же	То же	То же

Фаза		Кристаллическая структура	Параметр решетки (нм)	Морфология
Радиационно-стимулированная	МС	Кубическая, B1 Fm3m	0,43	Сферическая
	η (M_6C)	То же	То же	То же
	τ ($M_{23}C_6$)	Кубическая, D8 ₄ Fm3m	1,06	Ромбоэдрическая пластинка
	фаза Лавеса (A_2B)	То же	То же	То же
	σ	Тетрагональная, D8 ₆ p4/mnm	0,88 ($c/a = 0,52$)	Разная
	χ	Кубическая, A12 143m	0,89	Разная

Ферритные стали

Классификация выделений вторых фаз в феррито-мартенситных сталях выражена менее отчетливо по отношению к аустенитным сталям, что связывается с неадекватным поведением хрома. В частности, в температурном интервале от 350 до 425 °С (ионы Cr^{3+} , $E = 3$ МэВ, $D = 10$ сна и выше, сталь ЭП-450) облучение приводит к образованию большого количества мелкодисперсных выделений второй фазы.

При температуре облучения 350 °С концентрация их достигает $\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а размер — 1,5–2 нм. Их наноразмерность максимально затрудняет идентификацию наблюдаемой фазы. С ростом температуры облучения (400 °С) концентрация выделений второй фазы несколько падает (до 10^{17} см^{-3}), а размер увеличивается (до 5–10 нм). Выделения гомогенно распределены по ферриту и сорбиту. Большинство выделений обладают муаровым узором, что свидетельствует о когерентности второй фазы (рис. 20). Микрорентгеновский спектр свидетельствует об обогащении этих выделений хромом. Формирование мелкодисперсной ОЦК α' -фазы (обогащенного хромом феррита) наблюдается также в целом ряде ферритных сталей с 9 и 12 % Cr, облученных в быстрых реакторах, причем отмечается чрезвычайная чувствительность образования α' -фазы к температуре облучения.

Наряду с α' -фазой в температурном интервале 300–350 °С и дозах ~ 10 сна в феррите происходит образование игольчатых выделений типа M_2X , по составу близких к Cr_2N . Размер этих выделений растет от 50 нм при 300 °С до 100 нм при 550 °С. Максимальное количество выделений данного типа наблюдалось при $T_{\text{обл}} = 460$ °С и дозе 150 сна, их концентрация при этом составляла $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

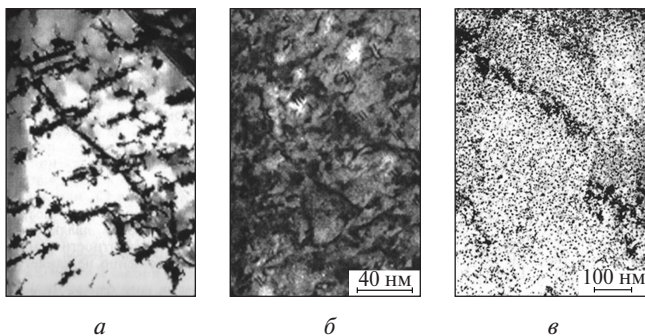


Рис. 20. Светлопольное электронно-микроскопическое изображение вторых фаз:

a – α' -фаза в стали ЭП-450 (Cr^{3+} , $E = 3 \text{ МэВ}$, $D = 150 \text{ сна}$, $T_{\text{обл}} = 412^\circ \text{C}$);

б – выделения фазы M_2X в феррите (ЭП-450, Cr^{3+} , $E = 3 \text{ МэВ}$, $D = 80 \text{ сна}$, $T_{\text{обл}} = 510^\circ \text{C}$);

в – мелкодисперсные выделения M_6C в стали ЭП-823, облученной при температурах в интервале $365\text{--}385^\circ \text{C}$ до дозы $50,5 \text{ сна}$

В феррито-мартенситных сталях главную роль в процессах РИС играет или сегрегация Cr , или локальное пересыщение Cr . При повышенных температурах, кроме перечисленных фаз, в сталях наблюдаются фазы Лавеса, σ - и χ -фазы, являющиеся термически устойчивыми и не имеющие хорошей когерентности с матрицей. По-видимому, при этих температурах РИС существенно не влияет на устойчивость вторых фаз. Так, в результате облучения до дозы $50,5 \text{ сна}$ при температурах $365\text{--}385^\circ \text{C}$ в структуре стали ЭП-823 образуются мелкодисперсные сферические выделения типа M_6C , имеющие средний размер 5 нм и концентрацию $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, их распределение является «случайным» как в ферритных, так и в мартенситных зернах.

Мелкие выделения распределяются неоднородно в ферритных зернах с формированием небольших кластеров – карбидов M_6C . Облучение в интервале температур от 465 до 535°C приводит к полному растворению существовавших до облучения в зернах феррита плоских выделений M_2X . Также на границах зерен происходит некоторый рост и увеличение числа карбидов типа M_{23}C_6 .

Дисперсно-упрочненные стали

Микроструктурная эволюция основных видов дисперсно-упрочненных сталей под облучением приведена на рис. 21.

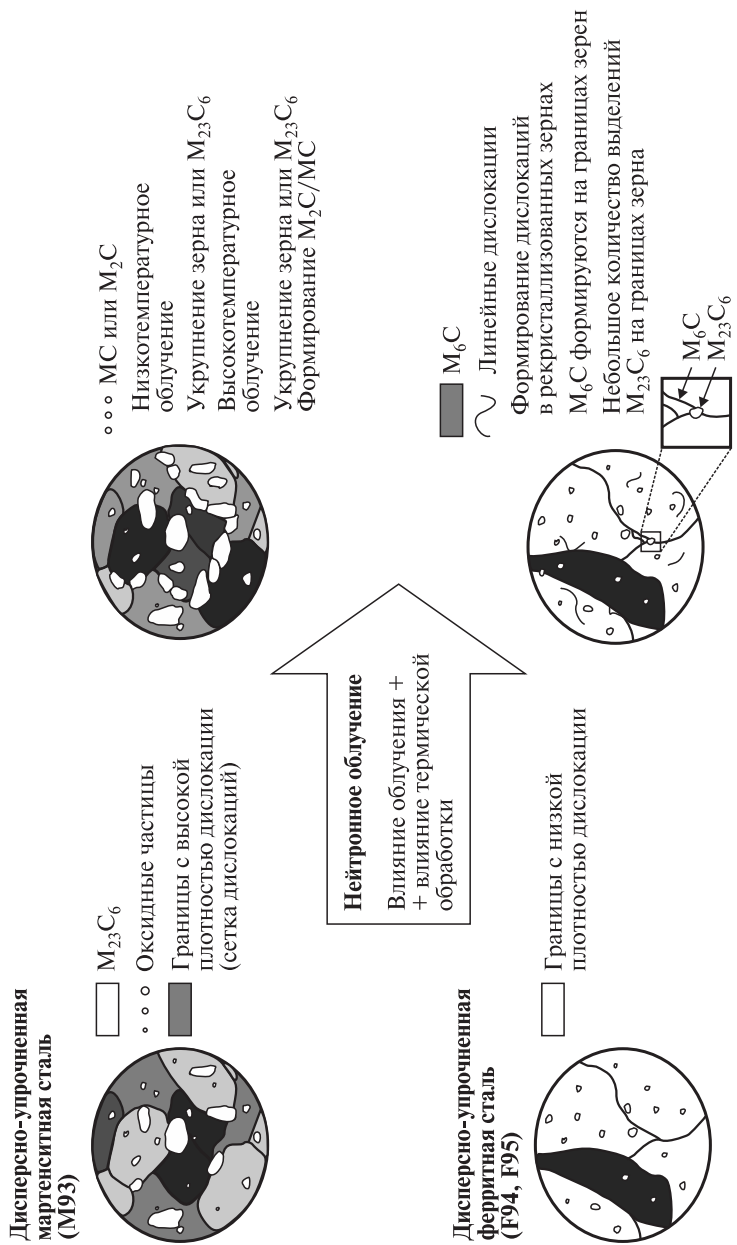


Рис. 21. Эволюция структуры дисперсно-упрочненных сталей под облучением

Механизмы эволюции выделений второй фазы

Созданные в процессе облучения потоки точечных дефектов, чрезвычайно подвижных при исследуемых температурах, будут стимулировать эволюцию выделений второй фазы. Эта эволюция может происходить по нескольким направлениям: 1) *рост* выделений; 2) *растворение* выделений; 3) *инфильтрация* (переход в выделение элементов твердого раствора) в выделениях (из выделений) других элементов (из/или) в твердый раствор (рис. 22).

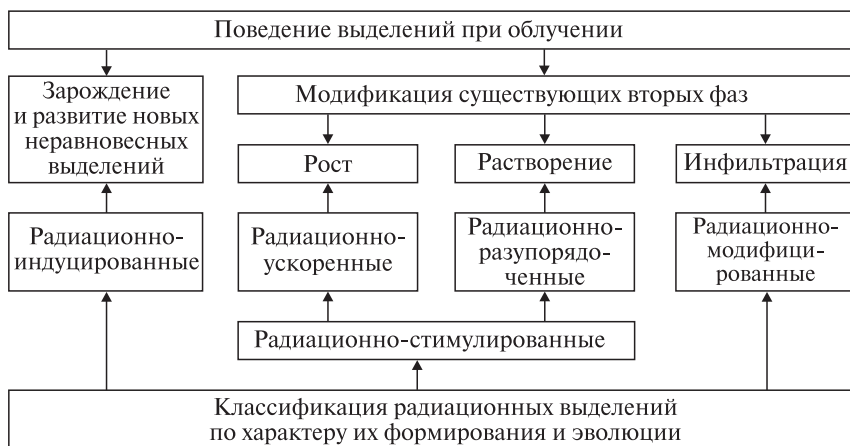


Рис. 22. Схема направленной микроструктурной эволюции и классификация выделений при облучении

Экспериментальные результаты демонстрируют, что указанные возможности динамического поведения выделений могут быть реализованы в аустенитных и ферритных нержавеющих сталях в различных комбинациях. Один из вероятных результатов таких эффектов – неожиданные фазовые превращения.

Несмотря на различия в процессах радиационно-индуцированной сегрегации в материалах аустенитного и ферритного классов, поведение выделений в облученных аустенитных и ферритных сталях имеет много общего.

Несмотря на разнообразие экспериментальных данных, описанных выше, можно выделить ряд общих черт эволюции фазового состава многокомпонентных материалов [7; 10].

Во всех случаях поведение выделения под облучением зависит от *структуры межфазной границы* и может изменяться при изменении характера сопряжения решеток выделения и матрицы. Вследствие взаимо-

действия потоков растворенного вещества с потоками точечных дефектов скорость роста выделений сильно зависит от структурного состояния, т. е. от того, содержит ли поверхность раздела (или само выделение) стоки для точечных дефектов. Исследованные выделения обладают различным размерным несоответствием с матрицей и, с кристаллографической точки зрения, различным сопряжением с решеткой или матрицей.

Установлено, что наличие в матрице сплавов выделений второй фазы с различной степенью сопряжения или без него приводит к перераспределению потоков точечных дефектов и *избирательному развитию радиационно-индуцированной микроструктуры*.

После облучения до больших доз в материале сохраняются преимущественно выделения, имеющие когерентные границы или границы с малой степенью некогерентности, причем эти выделения могут быть в исходных образцах либо появляются в процессе облучения. Повышенная *устойчивость когерентных выделений* объясняется тем, что когерентная граница не содержит дефектных мест и не поглощает точечные дефекты. Поэтому в окрестности когерентного выделения, расположенного вдали от стоков точечных дефектов, не возникает сегрегационных эффектов, т. е. состав сплава под облучением не изменяется.

Таким образом, наиболее стабильными под облучением являются выделения, обладающие хорошим кристаллографическим сопряжением с матрицей.

Состав некогерентного выделения под облучением изменяется. С ростом дозы облучения некогерентное выделение либо растворяется, либо трансформируется в выделение с малой степенью некогерентности.

Примеси, которые мигрируют к границе поверхности раздела по междоузельному механизму и рекомбинируют на поверхностях раздела дислокаций, могут мигрировать в соседнюю фазу, если на эту дислокацию одновременно приходит вакансия. В соответствии с этим механизмом происходит впрыскивание атомов твердого раствора в выделение. Известно, что никель практически не растворим в карбидах NbC, TiC, но в результате описанного выше механизма происходит принудительное легирование этих карбидов никелем.

РАСПУХАНИЕ И ПОРООБРАЗОВАНИЕ

Как известно, размерное постоянство является одним из необходимых условий безопасной и длительной работы всех ответственных элементов конструкций. Экспериментальными исследованиями установлено, что под действием облучения происходит объемное изменение конструкционных и делящихся (топливных) материалов. Радиационное распухание обусловлено образованием в материале при облучении большого количества газовых и вакансионных пор (рис. 23).

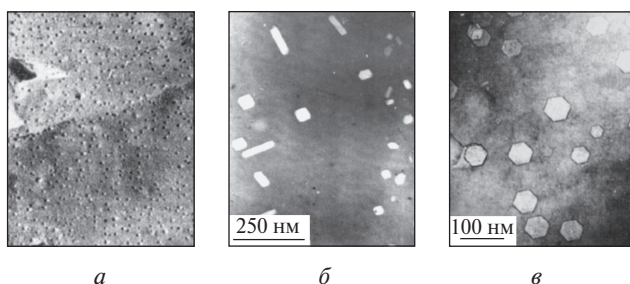


Рис. 23. Радиационное распухание в материалах:

- a* — газовые пузырьки в α -уране, облученном при температуре 300 °С до выгорания 0,39 %;
- б* — радиационно-индуцированные поры в нержавеющей стали;
- в* — радиационно-индуцированные поры в алюминии [10]

Радиационное распухание, вызывающее увеличение объема топлива, — результат накопления осколков деления. Например, при делении ядер урана образуются твердые и газообразные продукты деления (ГПД), общая доля которых составляет 30 %, и они состоят в основном из атомов криптона и ксенона. По этой причине распухание топлива рассматривается как сумма двух составляющих, одна из которых обусловлена образованием атомов газов (газовое распухание), а вторая — атомов твердых продуктов деления (ТДП) (твердое распухание), но вклад в распухание газообразных продуктов деления намного больший.

В материалах, в которых не образуется газообразных продуктов деления, также наблюдается эффект распухания. Причиной распухания металлов и сплавов является образование в теле кристалла полостей (рис. 23, б, в). Образование полостей в металлах и сплавах происходит вследствие пересыщения их точечными радиационными дефектами.

Возникающие при облучении микропустоты нельзя рассматривать как газовые пузырьки по следующим причинам. Во-первых, количество растворенного до облучения и выделившегося в результате реакций газа недостаточно для стабилизации столь значительного количества микрополостей, а, во-вторых, данные микрополости полностью отжигаются при температурах отжига выше $0,6T_{пл}$.

Для зарождения и роста пор в облучаемом материале необходимо, чтобы выполнялись три условия:

- 1) термодинамическое условие — высокое вакансионное пересыщение;
- 2) кинетическое условие — достаточно высокая подвижность вакансий и решеточных атомов, обеспечивающая приход вакансий к позициям роста пор в решетке и уход атомов из этих позиций;
- 3) условие стабилизации трехмерного вакансионного скопления — действие сил, препятствующих разрушению трехмерного вакансионного скопления до дислокационной петли.

Выполнение перечисленных условий в свою очередь зависит от структурного состояния материала, энергетических характеристик дефектов структуры (энергии образования и миграции точечных дефектов, энергии взаимодействия дефектов в структуре, энергии дефектов упаковки и т. д.) и параметров облучения (температуры облучения, типа и энергии бомбардирующих частиц, интенсивности потока и интегрального потока), что обуславливает поведение материалов под облучением.

Соотношение между изменением объема (распуханием), обусловленным развитием пористости, температурой, структурным состоянием и флюенсом облучения, в общем виде можно записать как произведение трех сомножителей:

$$S = f(T)J(T)\psi(\Phi), \quad (7)$$

где $f(T)$ — функциональная зависимость распухания от температуры, $J(T)$ — от структуры (также зависящая от температуры), $\psi(\Phi)$ — от флюенса облучения (степени повреждений).

Зависимость распухания от температуры облучения

Важнейшим параметром, который определяет зарождение, рост и морфологию образующихся пор, является температура облучения. При низких температурах облучения рекомбинация вакансий и междоузельных атомов довольно высока, из-за чего скорость роста микрополостей является невысокой. При высоких температурах становится достаточно большой равновесная концентрация вакансий, что предотвращает пе-

ресыщение концентрации вакансий. Поэтому наибольшее распухание должно происходить при средних температурах облучения.

С выполнением кинетического и термодинамического условий развития радиационной пористости связано наличие нижнего (T_n) и верхнего (T_v) температурных пределов порообразования — поры зарождаются и растут в интервале температур, в котором как междоузельные атомы, так и вакансии подвижны и вакансионное пересыщение достаточно высокое.

Для большинства металлов и сплавов температурная зависимость распухания от температуры имеет колоколообразный вид (рис. 24) с максимумом, высота и положение которого определяются структурным состоянием исследуемого материала, свойствами дефектов структуры и условиями облучения. При температуре, соответствующей максимуму распухания, быстро устанавливается и длительное время сохраняется баланс интегральной эффективности действия стоков, имеющих преференцию по отношению к междоузельным атомам (дислокаций). Экспериментально установлено, что распухание конструкционных материалов происходит в узком температурном интервале от $(0,2-0,3)T_{пл}$ до $(0,5-0,55)T_{пл}$ и при определенной температуре становится максимальным. Например, при реакторном облучении никеля порообразование имеет место при температурах в интервале $(0,3-0,55)T_{пл}$ с максимумом при $0,45T_{пл}$. Положения нижнего (T_n) и верхнего (T_v) температурных пределов порообразования и максимума распухания (T_m) определяются энергетическими свойствами точечных дефектов и их скоплений. Чем меньше отношение энергии миграции вакансий к температуре плавления и ниже термическая стабильность вакансионных петель в облучаемом металле, тем ниже гомологическая температура облучения, при которой начинают образовываться поры. Так, в вольфраме обнаружены поры после облучения в реакторе до флюенса $4 \cdot 10^{26}$ н/м² ($E > 1$ МэВ) при температуре $0,177T_{пл}$. Для металлов и сплавов с низкой энергией образования вакансий и малой термической стабильностью дислокационной структуры и пор под облучением температурный максимум распухания и верхний температурный предел порообразования сдвинуты в область более низких гомологических температур. Температурная зависимость распухания материалов проходит через максимум, и с ростом температуры облучения при температуре начала интенсивного отжига дислокаций начинается спад распухания.

Скорость зарождения вакансионных комплексов (дислокационных петель и пор) и их стабильность зависят от структуры первичных радиационных повреждений, скоростей повреждения и введения газов. От этих факторов зависят ширина и положение температурного интервала порообразования.

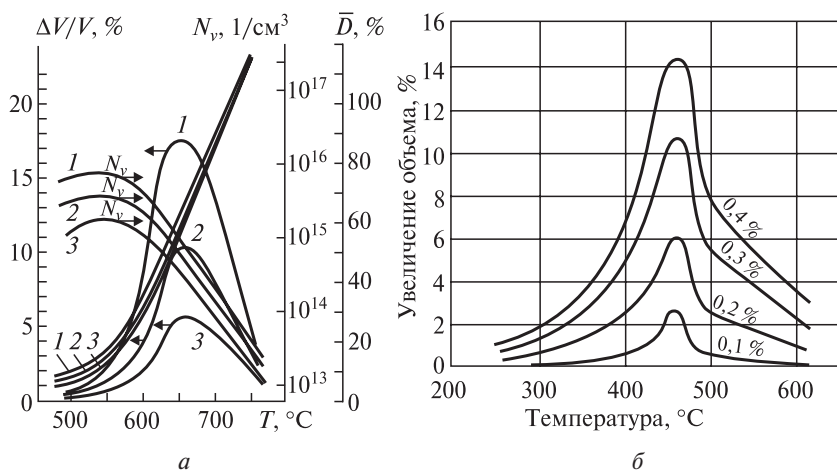


Рис. 24. Температурная зависимость:
 а – концентрации (N_v), размера пор ($\bar{D}$) и распухания ($S = \Delta V/V$)
 для аустенитной стали 09X16H15M3Б, облученной ионами Cr^+ ,
 $D = 100$ сна при различной холодной деформации (ϵ):
 1 – $\epsilon = 0$; 2 – $\epsilon = 10\%$; 3 – $\epsilon = 30\%$;
 б – температурная зависимость газового выгорания урана
 при различных степенях выгорания

Нижний температурный предел порообразования при электронном облучении, приводящем к образованию отдельных пар Френкеля, сдвинут в область более низких температур по сравнению с ионным и реакторным облучением. Увеличение скорости повреждения приводит к сдвигу температурного интервала порообразования в область более высоких температур. С введением газов в металлы температурный интервал порообразования расширяется и в области высоких температур появляется *второй максимум распухания*.

Зависимость распухания от дозы

На кривой (рис. 25), характеризующей зависимость распухания от дозы, выделяются три периода: I – *инкубационный*, II – *переходной*, III – *установившийся*.

Во время инкубационного периода величина распухания составляет менее 1 %. Инкубационный период предшествует интенсивному зарождению и росту пор в облучаемом материале. В настоящее время отсутствуют четкие представления о процессах, происходящих в течение

инкубационного периода, что обусловлено методическими трудностями изучения в динамике поведения дефектов малого размера. На практике используется несколько характеристик инкубационного периода: *порог порообразования*, D_0 ; *порог распухания*, D_p ; *условный порог распухания* $D_{0,1}$, D_1 . *Порог порообразования* — доза, при которой поры достигают размера, достаточного для их фиксации. Согласно теоретическим представлениям за время инкубационного периода обеспечивается избыточный, достаточный для интенсивного роста пор поток вакансий поры. Дозу, при которой такое состояние достигается и резко ускоряется процесс роста пор (D_p), принимают за порог распухания. Дозу, при которой распухание составляет 0,1 или 1 % называют *условным порогом распухания* соответственно $D_{0,1}$, D_1 .

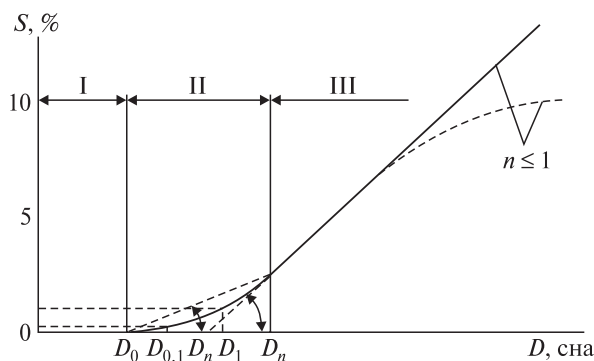


Рис. 25. Схематическое представление зависимости распухания металлов от дозы:
I — инкубационный период; II — переходной период;
III — установившаяся стадия

Длительность инкубационного периода зависит от свойств материала, его структурного состояния и химического состава, сорта и энергии бомбардирующих частиц, скорости введения газов. В зависимости от перечисленных факторов значение D_0 изменяется от 10^{-4} до 10 сн. Инкубационный период (D_0), как правило, сокращается с увеличением энергии дефектов упаковки в облучаемом материале. Например, в никеле, обладающем высокой энергией дефектов упаковки (290 эрг/см^2), облученном в реакторе при 673 К до флюенса нейтронов $4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ (порядка 0,3 сн), обнаружены поры. Порог порообразования в аустенитных сталях (энергия дефектов упаковки $20\text{--}30 \text{ эрг/см}^2$) на 2—4 порядка выше.

Инкубационный период (D_0) сокращается при предварительном и одновременном со смещением атомов введении газа, под действием

растягивающего напряжения и с уменьшением степени каскадности повреждения. Зависимость длительности инкубационного периода от плотности дислокаций в облучаемом материале проходит через минимум при плотности дислокаций порядка 10^{14} м^{-2} .

На переходной стадии зависимость распухания от дозы может быть представлена в виде степенной функции $S \sim (D - D_0)^n$, $n \geq 1$. В большинстве случаев на переходной стадии распухание ускоряется с увеличением дозы ($n > 1$), это может быть вызвано более эффективным, чем популяцией пор, действием дислокаций как стоков для точечных дефектов, перестройкой дефектной структуры в облучаемом материале и потерей термодинамической устойчивости исходного структурного состояния материала. В течение переходной стадии устанавливается характерная для данного материала и условий облучения плотность дислокаций, а концентрация пор достигает максимального значения. Например, в зависимости от процентного соотношения основных составляющих сплава, концентрации легирующих элементов и примесей, исходной структуры, напряженного состояния и условий облучения длительность переходного периода для сплавов Fe – Cr – Ni изменяется в широких пределах (1–150 сна).

По завершении процессов, вызывающих ускорение распухания с дозой, происходит переход к установившейся стадии распухания. Аналитически зависимость распухания материалов от дозы на установившейся стадии может быть представлена в виде $S \sim (D - D_n')$. Для металлов и сплавов с плотноупакованной решеткой (ГЦК и ГПУ) установившаяся стадия, как правило, длительная и после переходного периода распухание линейно увеличивается с ростом дозы $S = R(D - D_n')$. Например, на установившейся стадии скорость распухания аустенитных сплавов Fe – Cr – Ni составляет 0,1–1 % сна при температуре максимального распухания.

Насыщение или замедление распухания с ростом дозы может быть обусловлено многими причинами, среди которых увеличение концентрации примесных атомов при ядерном превращении и при облучении материалов «инородными» ионами; влияние введенных в решетку дополнительных междоузельных атомов при облучении металлов «собственными» ионами; превращение популяции пор в более эффективный сток, чем дислокации (при этом поры имеют преференцию по отношению к междоузельным атомам); образование решетки пор; испускание вакансий из пор при пересечении фокусирующей цепочки междоузельных атомов с порами; сегрегация примесей вокруг пор; наличие примесных атмосфер у дислокаций; образование когерентных выделений, играющих роль центров рекомбинации вакансий и междоузельных атомов; уменьшение концентрации дислокаций в матрице в результате их переползания и скольжения. Например, в молибдене поры, возника-

ющие при облучении нейтронами, растворяются при флюенсе свыше 10^{22} см^{-2} , что вызвано сегрегацией образующегося в результате ядерных превращений технеция на поверхности пор.

Зависимость распухания от скорости повреждения

К основным радиационным эффектам, связанным с увеличением скорости повреждения, относится температурный сдвиг, измельчение поровой структуры, повышение термической устойчивости пор и вакансионных петель, изменение в процессах фазовых превращений.

В связи с этим температурная зависимость распухания и соответствующая максимуму распухания температура (T_m) при одинаковой интегральной дозе сдвигаются с ростом скорости создания точечных дефектов в область более высоких температур (рис. 26).

Для значений скоростей создания дефектов в реакторе на быстрых нейтронах ($K_1 = 10^{-6} \text{ сна/с}$) и на ускорителях ($K_2 = 10^{-3} \text{ сна/с}$) этот сдвиг для различных материалов обычно составляет 100–250 К.

Сдвиг температурного интервала порообразования обусловлен прежде всего изменениями в процессах преобразования дислокационной структуры и зарождения вакансионных скоплений, вызванных увеличением вакансионного пересыщения.

Если газовые атомы успевают подойти к зародышам пор до того, как они вырастают до критического размера, то образуются поры. В противном случае возникшие вначале трехмерные вакансионные скопления по достижении критического размера разрушаются до дислокационной петли. Время, за которое зародыши пор вырастают до критического размера, сокращается с увеличением вакансионного пересыщения, при этом возрастает вероятность образования вакансионных петель, а также их жизнеспособность.

Облучение высокоэнергетическими ($\sim 1 \text{ МэВ}$) электронами не сказывается на величине и скорости радиационного распухания, но значительно диспергирует поровую структуру.

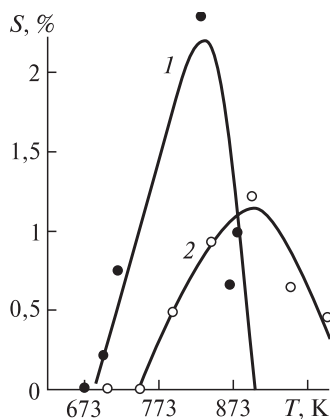


Рис. 26. Температурная зависимость распухания никеля при облучении ионами Ni^+ (2,8 МэВ, $D = 8,1 \text{ сна}$) при различных скоростях повреждения K :
 1 – $K = 4 \cdot 10^{-4} \text{ сна/с}$;
 2 – $K = 4 \cdot 10^{-2} \text{ сна/с}$

Влияние структуры первичных радиационных повреждений на набухание материалов

Структура первичных радиационных повреждений при электронном облучении (в ВВЭМ) значительно отличается от образованной при ионном и нейтронном облучении. Вместо обычных для ионного и нейтронного облучения каскадов смещения (облучение в ВВЭМ) в материалах вначале образуются только отдельные пары Френкеля. Рассмотрим примеры влияния структуры первичных радиационных повреждений, которые содействуют набуханию материалов.

При одинаковой дозе, выраженной в числе смещений на атом, радиационное набухание при электронном облучении выше, чем при каскадном повреждении. Различие в структуре первичных радиационных повреждений вызывает более быстрое (примерно в 2 раза) набухание аустенитных сталей при облучении легкими ионами (C^{2+} , 20 МэВ). При исследовании никеля, облученного в идентичных условиях, указанного различия в скорости набухания не обнаружено. В некоторых ОЦК-металлах (Mo, Cr, W), имеющих низкую термическую стабильность вакансионных петель, различие в структуре радиационных повреждений оказывает значительно меньше влияния на развитие радиационной пористости, чем в ГЦК-металлах. При протонном и электронном облучении температурный интервал порообразования в материалах распространяется до более низких температур, чем при облучении тяжелыми ионами и нейтронами. Так, для сталей нижний температурный предел порообразования при ионном облучении составляет от 673 до 773 К; при реакторном — от 573 до 623 К, в то время как при электронном облучении стали развитие пористости происходит уже при 473 К.

Полагают, что температурный сдвиг в этих случаях обусловлен различием в процессе зарождения пор. Зародыши пор возникают как результат конкуренции процессов объединения вакансий и притока газовых атомов к вакансионным комплексам. Условие формирования пор — $t_p > t_g$, где t_p — время, за которое зародыши пор вырастают до критического размера, t_g — время, за которое газовый атом подходит к скоплению. В условиях электронного облучения вакансионные скопления образуются в результате объединения отдельных вакансий, а при ионном облучении каскадные области являются местами зарождения больших вакансионных скоплений. Как следствие этого, формирование пор под воздействием электронного пучка начинается при более низкой температуре по сравнению с нижним пределом порообразования в условиях ионного облучения.

От структуры первичных радиационных повреждений зависит доза, при которой появляются фиксируемые поры. В случае электронного облучения аустенитных сталей доза порообразования меньше 1 сна, в то время как в условиях ионного облучения пористость проявляется по достижении дозы в несколько смещений на атом. В железе, облучаемом электронами при 623–723 К, инкубационный период D_0 в пять раз короче, чем при облучении ионами Ni^{2+} (4 МэВ).

Каскадность повреждения усиливает тенденцию к упорядочению пор (решетка пор образуется во многих металлах и сплавах в результате ионного и реакторного облучения, и только при наличии газовых примесей у очень ограниченного круга материалов наблюдается упорядочение пор при электронном облучении).

Таким образом, изменение структуры первичных радиационных повреждений от образования каскадов смещений к формированию отдельных пар Френкеля приводит к сокращению инкубационного периода; к уменьшению дозы, при которой концентрация пор выходит на насыщение или начинает уменьшаться; к увеличению скорости набухания; к смещению нижнего температурного предела порообразования в область более низких температур.

Влияние кристаллического строения металлов на порообразование

Зарождение и рост пор при облучении — процесс, характерный для металлов и сплавов с различным типом кристаллической решетки: ГЦК (алюминий, медь, никель, платина, аустенитные стали, высоконикелевые сплавы); ОЦК (ванадий, молибден, тантал, железо, хром, ферритные и ферритомартенситные стали); ГПУ (магний, рений, титан) и др.

Закономерной связи между склонностью металла к радиационному набуханию и его кристаллическим строением не установлено. Среди металлов каждой кристаллографической сингонии есть как подверженные интенсивному порообразованию, так и те, в которых развитие пористости либо подавлено, либо замедлено.

Роль дислокационной структуры в порообразовании

Согласно современным представлениям, движущей силой зарождения и роста пор в облучаемом материале является вакансионное пересыщение, обусловленное неадекватностью взаимодействия вакансий и междоузельных атомов с дислокациями. По этой причине характер распределения дислокаций и дислокационных петель, а также эво-

люция дислокационной структуры предопределяют процессы зарождения и роста пор и их пространственное распределение в объеме облучаемого материала.

Из анализа результатов совместного исследования дислокационной структуры и развития радиационной пористости вытекают следующие закономерности:

- 1) необходимым условием для зарождения пор в облучаемом материале является высокая исходная плотность дислокаций;
- 2) увеличение подвижности дислокаций сопровождается увеличением скорости роста пор;
- 3) интенсивное развитие вакансионных петель в облучаемом материале замедляет, а иногда и вообще подавляет развитие пористости;
- 4) дислокации, присутствующие в сплавах и металлах с примесями до облучения, часто являются местами интенсивного зарождения и роста пор (дислокации покрыты строчками пор).

С ростом дозы облучения преобразуется дислокационная структура как отожженного, так и деформированного материала. При этом скорости зарождения пор и их рост определяются текущей плотностью дислокаций. В облучаемом материале плотность дислокаций и концентрация пор взаимосвязаны. Так, например, в нейтронно-облученном магнии концентрация пор увеличивается с ростом плотности дислокаций (рис. 27).

Согласно закономерности изменения скорости распухания с изменением плотности дислокаций следует, что повысить стойкость материала по отношению к радиационному распуханию можно как путем отжига дислокаций, так и путем введения многочисленных дислокаций, поглощающих практически все дефекты, генерируемые облучением.

Предварительный отжиг дислокаций не является радикальной мерой, позволяющей подавить порообразование в облучаемых материалах вплоть до высоких доз. Его влияние сводится к увеличению длительности инкубационного и переходного периодов. Доза, до которой в материалах с очень низкой исходной плотностью дислокаций эффективно сдерживается распухание, обычно

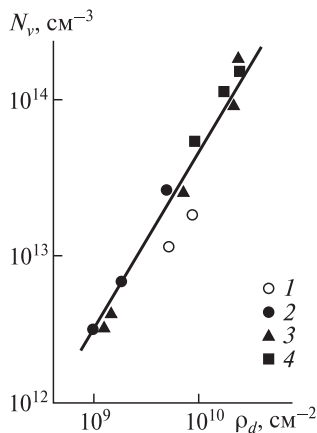


Рис. 27. Соотношение между концентрацией пор и плотностью дислокаций в нейтронно-облученном магнии: 1 — $\varphi = 9,9 \cdot 10^{16}$; 2 — $4 \cdot 10^{17}$; 3 — $1,3 \cdot 10^{18}$; 4 — $3 \cdot 10^{18}$ н/м²·с

не превышает 10 нм. Следует отметить, что глубокую очистку металлов, а тем более сложных композиционных сплавов, от дислокаций трудно реализовать на практике.

Влияние двумерных протяженных дефектов на порообразование в материалах

Поверхности кристаллов, границы зерен и двойников относятся к стокам точечных дефектов (двумерным протяженным дефектам), действие которых вызывает пространственную неоднородность в развитии пористости. Вдоль границ зерен, как правило, образуются свободные от пор (обедненные) зоны.

Развитие свободных от пор зон подтвердило представление о границах зерен и поверхности образца как о неограниченных стоках для междоузельных атомов, вакансий, атомов газа и дислокаций.

Влияние поверхности и границ зерен проявляется не только в образовании обедненных зон, но и зон повышенной пористости, в которых распухание, размер и концентрация пор или дислокационных петель значительно больше, чем в центральной части зерна и в глубине поврежденного слоя. Существует несколько причин возникновения таких зон, одной из которых является то, что междоузельные атомы ввиду более высокой подвижности мигрируют к границам интенсивнее по сравнению с вакансиями, что приводит к образованию на некотором расстоянии от этих границ слоя с высоким вакансионным пересыщением.

Влияние напряжений на распухание материалов

В активной зоне ядерных установок большинство элементов конструкции работает под напряжением. Под напряжением находится и повреждаемый слой материала при ионном и электронном облучении. В оболочках твэлов в процессе работы реактора уровень напряжений обычно составляет 50–150 МПа.

Радиационное распухание металлов и сплавов связано со следующими процессами: генерация и диффузия точечных дефектов, преобразование дислокационной структуры в облучаемом материале, распад твердого раствора и растворение выделений. Указанные процессы в материале, облучаемом под нагрузкой, претерпевают значительные изменения.

Расчеты показывают, что скорость генерации точечных дефектов и их подвижность увеличиваются под действием растягивающего напряжения.

Любая анизотропия в поле напряжений вызывает соответствующую ей анизотропию пространственного распределения дислокационных петель.

Наряду с *ИНПА-механизмом* (индуцированная напряжением предпочтительная абсорбция точечных дефектов различно ориентированными дислокациями), вызывающим пространственную неоднородность потоков точечных дефектов и, как следствие, изменение пространственного распределения дислокационных петель, в материале, облучаемом под нагрузкой, действует индуцированное напряжением переползание и скольжение дислокаций (*П–С-механизм*).

Напряжение вызывает изменения в развитии радиационной пористости посредством влияния на процессы генерации и диффузии точечных дефектов, формирование дислокационной сетки и микрохимические преобразования в облучаемом материале. Механизмы действия напряжения на развитие радиационной пористости посредством влияния на сопутствующие процессы дополняют механизмы, в основу которых заложено изменение под напряжением энергетических характеристик образующихся пор и их термической стабильности. В данную группу механизмов входят *SAVN-механизм* (*stress-assisted void nucleation* — стимулированное напряжением зарождения пор) и *эмиссия точечных дефектов из стоков*. В SAVN-механизме предполагается, что эффективность действия пор как стоков для точечных дефектов зависит от уровня внешних напряжений. В поле растягивающего напряжения скорость термической эмиссии вакансий из пор уменьшается. Это повышает термическую стабильность пор и стимулирует их развитие. Процесс термической эмиссии вакансий из стоков влияет на развитие пористости при высоких температурах облучения.

Следует отметить, что известен и хорошо изучен процесс *развития пористости под действием напряжений* — *кавитация*. В области перехода от преимущественно радиационной пористости к преимущественной кавитации наблюдается пространственное перераспределение пор относительно оси нагрузки.

Теоретически показано, что при нагрузке выше пороговой на поре флуктуационно возникают дислокационные петли и скользят вглубь образца. В зависимости от нагрузки (сжатие или растяжение) поры будут соответственно растворяться, распадаясь на вакансионные петли, или расти, испуская междоузельные петли.

Роль нестационарных полей температуры и радиации в развитии пористости

Элементы активной зоны ядерных (термоядерных) реакторов работают в сложных и, как правило, нестационарных режимах по температуре, потоку частиц, механической нагрузке и другим воздействиям. Не-

стационарность температурного и радиационного режимов облучения может вызвать значительные изменения в эволюции дислокационной структуры и в развитии радиационной пористости.

В эксперименте со скачкообразным изменением температуры от 748 до 848 К ($T_{\text{H}} \rightarrow T_{\text{B}}$), и наоборот ($T_{\text{B}} \rightarrow T_{\text{H}}$), в облученной электронами стали М316 (40 снэ) выявлено, что при циклах $T_{\text{H}} \rightarrow T_{\text{B}}$ и $T_{\text{B}} \rightarrow T_{\text{H}}$ наблюдается значительное различие в развитии пористости и дислокационной структуры.

При цикле $T_{\text{B}} \rightarrow T_{\text{H}}$ плотность дислокаций на втором этапе облучения быстро увеличивается с ростом дозы, в то время как при цикле $T_{\text{H}} \rightarrow T_{\text{B}}$ плотность дислокаций на том же этапе практически постоянна.

Теоретически показано, что влияние циклического изменения температуры на развитие пористости при двухстадийном облучении (цикл $T_{\text{B}} \rightarrow T_{\text{H}}$) связано с развитием двух популяций пор.

Две популяции пор (крупные и мелкие) обнаружены в никеле, облученном ионами Ni^{+} . Изменение температуры от 823 до 573 или 323 К при 20 снэ ведет к растворению пор и их полному исчезновению за последующие 20 снэ.

При импульсном облучении эволюция дислокационной и поровой составляющих радиационного повреждения зависит как от температуры облучения, длительности импульса и скважности, так и от их соотношения.

Влияние газов на порообразование в материалах

Реакторное облучение металлов и сплавов наряду со смещением атомов из узлов решетки приводит к накоплению ядер трансмутантов, из которых особую роль в развитии пористости играют гелий и водород. При этом газовые атомы стимулируют объединение вакансий в комплексы и стабилизируют трехмерные вакансионные скопления, препятствуя их разрушению до дислокационной петли. Введение гелия и других газов в металлы и сплавы способствует процессу зарождения пор и замедляет их рост. При этом характер изменения скорости и величины набухания (уменьшение или увеличение) зависит от свойств материала и условий облучения.

На рис. 28 приведена зависимость концентрации пор в стали AISI304, облученной ионами Si^{6+} (28 МэВ) при 973 К до $D = 3$ снэ, от концентрации гелия для трех способов его введения: предварительное введение гелия при комнатной температуре и температуре последующего ионного облучения, одновременное облучение ионами Si^{6+} и He^{+} . Вне зависимости от способа введения гелия концентрация пор в стали AISI304 пропорциональна корню квадратному от концентрации гелия.

С введением газа в облучаемый материал и увеличением его концентрации температурный максимум распухания и верхний температурный предел порообразования сдвигаются в область более высоких температур. На рис. 29 приведены температурные зависимости распухания сплава инколой 825 без гелия и содержащего 10 атм гелия.

В образцах, насыщенных газом, свободные от пор вдоль границ зерен и поверхности образца зоны значительно уже или вообще отсутствуют. Кроме того, для газовых пузырьков границы зерен являются местами наиболее интенсивного зарождения и роста.

При введении инертных газов иногда возникают две системы пор, например, совместное развитие мелких гелиевых пузырьков и крупных (преимущественно вакансионных) пор происходит в сталях, облучаемых в реакторах на быстрых нейтронах при температурах вблизи 873 К. При облучении никеля в термоядерном реакторе в двух температурных интервалах (при температурах ниже $0,3T_{пл}$ и выше $0,5T_{пл}$) образуются *газовые пузырьки*, а в промежуточном температурном интервале ($0,3-0,5$) $T_{пл}$

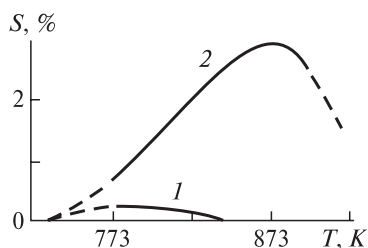


Рис. 29. Температурная зависимость распухания сплава инколой 825 при электронном облучении: 1 — 50 сна; 2 — 10 атм He, 10 сна

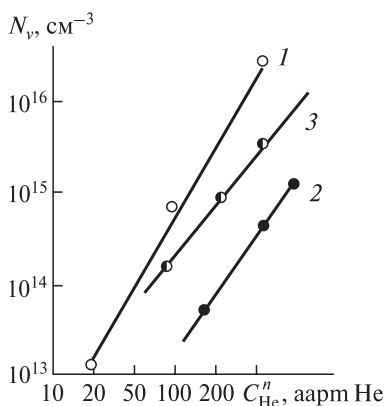


Рис. 28. Зависимость концентрации пор в стали AISI304, облученной ионами Si^{6+} (28 МэВ) при 973 К до $D = 3$ сна, от концентрации гелия, введенного предварительно при 298 (1) и 973 К (2) при одновременном облучении с ионами Si^{6+} (3)

основным процессом является развитие преимущественно *вакансионной пористости*. В высокотемпературном интервале газовые пузырьки зарождаются и растут за счет термически активируемых процессов объединения мигрирующих вакансий и газовых атомов и слияния газовых пузырьков. Рост газовых пузырьков за счет испускания междоузельных атомов и междоузельных петель при высоких температурах облучения действует, но не является преобладающим. Четкой границы между температурными интервалами раз-

вития вакансионной и газовой пористости нет. Области перекрытия этих температурных интервалов являются температурными интервалами развития двух систем пор.

Форма и упорядочение пор

Поры в облученных металлах часто имеют огранку, зависящую от кристаллического строения металла. Поры могут также образовывать решетку пор. Во всех металлах, наряду с частными особенностями, развитие упорядоченной структуры пор подчиняется некоторым общим закономерностям.

Симметрия и ориентация решетки пор и основной кристаллической решетки совпадают.

Решетка пор имеет такие дефекты, как краевые дислокации с экстра-плоскостями из пор, вакантные позиции и междоузлия, смещения пор из узлов решетки, несколько пор в одном узле решетки, различие в размере пор, составляющих решетку. Следует подчеркнуть, что решетка пор дает соответствующие ей рефлексы на электроннограмме.

При одновременном со смещением атомов из узлов решетки введении газа происходит упорядочение газовых пузырьков. Решетка из газовых пузырьков дает размытое кольцо на электронограмме.

Установлено, что образованию совершенной *решетки пор* предшествует инкубационный период, включающий развитие неупорядоченной и *частично упорядоченной пористости*. Например, до трехмерного пространственного упорядочения поры выстраиваются в ряды; упорядочение пор в отдельных областях происходит до того, как охватывается весь объем. Доза до частичного упорядочения пористости в молибдене, облучаемом в реакторах или на ускорителях тяжелых ионов при температуре $0,4T_{пл}$, составляет 2 сна; при дозе около 10 сна образуется решетка пор, при дальнейшем увеличении дозы возрастает степень ее совершенства.

Природа упорядочения пор и газовых пузырьков в облученных материалах связана с широко распространенными в твердых телах механизмами процессов упорядочения: установление периодичности расположения дефектов упаковки, антифазных границ, плоскостей скольжения, двойников и выделений; образование решетки из вакансий и междоузельных атомов в упорядоченных сплавах; упорядочение атомов при кристаллизации.

В основе упорядочения или усиления тенденции к упорядочению пор, и газовых и пузырьков, могут лежать процессы, обусловленные: стремлением системы к минимуму энергии, эффектами анизотропии,

некоторыми неравновесными процессами. В основе большинства известных сегодня случаев упорядочения пор лежит единый процесс (или единая комбинация процессов, допустим, стремление системы к минимальной энергии, усиленное эффектами анизотропии), о чем свидетельствует наличие целого ряда общих закономерностей развития упорядоченной структуры пор. Все остальные механизмы только усиливают или ослабляют его действие.

Образование решетки пор коррелирует со скоростью их зарождения. Являясь характерной особенностью эволюции пористости в молибдене и вольфраме, металлах с экстремально высокой скоростью зарождения пор, упорядочение в других металлах происходит эпизодически: ему способствует введение инертного газа, примесей, предварительное низкотемпературное облучение и другие меры стимуляции процесса зарождения пор. Высокая концентрация пор — условие, необходимое для их упорядочения.

Тенденция к упорядочению пор повышается с увеличением степени каскадности повреждения. Во многих металлах и сплавах решетка пор образуется при ионном и нейтронном облучении, вызывающем развитие каскадов смещения, и только при наличии примесей внедрения у ограниченного круга материалов происходит упорядочение пор при электронном облучении.

Методы уменьшения распухания

Рассмотрим возможные способы уменьшения распухания.

1. Общее число центров зарождения пузырьков должно быть, по возможности, большим. В частности, легирование урана 0,15 мас. % Al с последующей термообработкой позволяет сплавам выдерживать выгорание 0,7 % без существенного распухания [4].

2. Эффект образования вдоль границ зерен свободных от пор (обедненных) зон положен в основу одного из методов создания радиационно стойких материалов — *диспергирование зеренной структуры*. В результате исследований, проведенных на материалах с ультрамелкозернистой структурой, установлено, что диспергирование только в том случае эффективно сдерживает развитие пористости, если оно не приводит к обеднению матрицы легирующими элементами, сдерживающими распухание, а размер зерен соизмерим с шириной обедненных зон.

3. Фактор, ускоряющий распухание α -урана, — это неравномерный термический режим (термоциклирование). Характеристики стоков точечных дефектов изменяются с температурой облучения и таким об-

разом контролируют развитие пористости в облучаемых материалах. Контролируемое изменение эффективности действия стоков точечных дефектов — один из основных методов управления процессом развития пористости в облучаемых материалах.

4. Для уменьшения распухания можно использовать возможность его внешнего ограничения за счет использования прочной оболочки, принимающей на себя часть давления газа, которая не сдерживается внутренним сопротивлением самого урана.

Радиационный рост твердых тел

Радиационный рост [8] наблюдается как на делящихся, так и на конструкционных материалах. В настоящее время под радиационным ростом подразумевают изменение размеров кристаллов при облучении без приложения внешней нагрузки, не сопровождающееся заметным изменением объема. Следовательно, применительно к урану и его сплавам радиационный рост проявляется при относительно низком выгорании (флюенсе облучения), когда еще не наблюдается существенного увеличения объема образцов, т. е. радиационного распухания.

Способность «расти» под облучением — одно из наиболее своеобразных свойств урана. Впервые рост урана был обнаружен на холоднотянутых проволоках или прокатанных лентах. Как те, так и другие удлиняются в направлении вытяжки или прокатки и в то же время сокращаются в направлении, перпендикулярном к первому. При этом если в проволоках все направления в поперечном сечении сокращаются одинаково, то в прокатанных фольгах сокращается только толщина фольги, а ее ширина не изменяется.

Кристаллы урана под облучением увеличиваются в размере по направлению оси $[010]$ и укорачиваются по оси $[100]$. В направлении оси $[001]$ их размер не изменяется.

Особенность холоднотянутых и прокатанных образцов урана — наличие в них текстуры, т. е. предпочтительной кристаллографической ориентации зерен. Было установлено, что радиационный рост урана прекращается при нарушении текстуры, созданной предварительным деформированием.

Вначале, когда был обнаружен рост под облучением урановых изделий, полученных деформированием, полагали, что это происходит благодаря взаимодействию отдельных зерен поликристаллического металла, так как подобное явление роста наблюдается в текстурированном поликристаллическом уране при многократном циклическом изменении температуры (термоциклировании). Благодаря значительному

различию коэффициентов термического расширения урана по разным кристаллографическим направлениям (табл. 5) при термоциклировании возникают большие напряжения между зёрнами, способные вызвать локальную пластическую деформацию и рост образцов.

Таблица 5

Влияние кристаллографической ориентации монокристаллического урана на коэффициенты термического расширения и радиационного роста

Кристаллографическое направление	Коэффициент термического расширения $\times 10^6 \text{ K}^{-1}$		Коэффициент радиационного роста
	$T = 300 \text{ K}$	$T = 600 \text{ K}$	
[100]	26,0	46,6	–420 (сжатие)
[010]	0,4	–17,2	+420 (рост)
[001]	18,0	41,6	0

Однако вскоре было показано, что явление радиационного роста свойственно также и монокристаллам α -U, тогда как циклические колебания температуры в свободном (ненагруженном) монокристалле никакого изменения формы не вызывают. Следовательно, первоначальная теория радиационного роста урана оказалась ошибочной.

Явление радиационного роста количественно характеризуется коэффициентом радиационного роста

Коэффициенты радиационного роста для образцов монокристаллического α -U различной ориентации, облученных при нормальной температуре, имеют примерные значения, приведенные в табл. 5. Однако рост монокристаллов урана различной степени совершенства также различен: чем выше степень совершенства монокристалла, тем ниже коэффициент радиационного роста (табл. 6).

Таблица 6

Значения коэффициентов радиационного роста образцов монокристаллического α -U различной степени совершенства

Тип монокристалла	Коэффициенты радиационного роста	
	G_i	Среднее значение G_i
Совершенный монокристалл [010]	260	318
	340	
	260	
	290	
	440	
Несовершенный монокристалл [010]	480	625
	850	

Как видно из данных, приведенных в табл. 6, значения G_i сильно изменяются от образца к образцу, поэтому усреднение величин для малого числа кристаллов не вполне оправдано. В поликристаллическом уране, имеющем хаотичное расположение зерен, т. е. при отсутствии текстуры, поверхность изделий под действием облучения становится шероховатой, жеванной (так называемый «эффект жеванности» или «апельсиновой корки»). До настоящего времени нет единой методики количественной оценки степени жеванности. Наиболее часто используется так называемый «параметр жеванности» (W), представляющий суммарное отклонение от среднего диаметра цилиндрического образца независимо от знака (при измерениях диаметра образца через 1 см).

Поверхностная жеванность поликристаллического металла — результат различного роста отдельных зерен под действием облучения и зависит от температуры мишени. Наибольшая жеванность появляется при температурах облучения в интервале 150–200 °С, а при температурах выше 350 °С значение параметра жеванности резко уменьшается. Борьба с этим нежелательным явлением на поверхности урана идет путем уменьшения размеров кристаллических зерен и получения мелкокристаллической разноориентированной структуры.

Величина коэффициента G для образцов поликристаллического текстурированного урана зависит от нескольких технологических факторов, и в первую очередь от характера и степени совершенства структуры. Поскольку кристаллы α -урана растут в направлении [010] и сокращаются в направлении [100], рост продольной оси прутка будет зависеть от того, насколько доля зерен, ориентированных в направлении [010] параллельно этой оси, превышает число зерен, ориентированных в кристаллическом направлении [100]. На рис. 30 показано влияние различных технологических обработок на изменение длины образцов под облучением при разных степенях выгорания.

В случае обработки образцов урана в области α -фазы при температуре 300 °С прокаткой или волочением кристаллы урана располагаются кристаллографическим направлением [010] в направлении прокатки металла, т. е. уран приобретает определенную текстуру. По мере повышения температуры прокатки выше температуры начала рекристаллизации (~400 °С) в текстуре появляется компонента [110], а при более высоких температурах и компонента [100]. В то же время компонента [010] исходной текстуры постепенно ослабевает. Изменение соотношения компонент текстуры в уране, деформированном при различных температурах α -фазы, приводит к изменению скорости роста под действием облучения и даже к изменению его направления в зависимости от температуры прокатки.

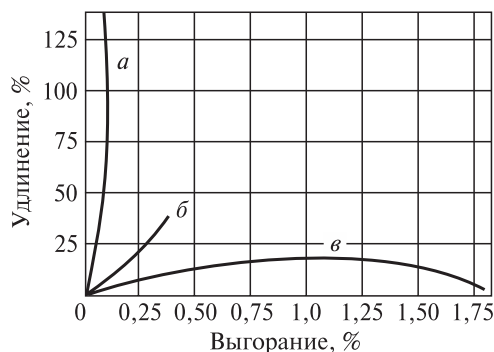


Рис. 30. Влияние различных технологических обработок на рост урана под облучением:
а — прокатка при $T = 300\text{ }^{\circ}\text{C}$; *б* — прокатка при $T = 600\text{ }^{\circ}\text{C}$;
в — прокатка при $T = 300\text{ }^{\circ}\text{C}$ и закалка из p -фазы

На рис. 31 приведена зависимость коэффициента радиационного роста урана от температуры облучения. Как видим, при возрастании температуры облучения от комнатной до $300\text{ }^{\circ}\text{C}$ радиационный рост урана несколько увеличивается, однако причины этого еще недостаточно изучены. Более точно установлен факт значительного ускорения роста, происходящего при уменьшении температуры ниже комнатной. Эксперименты показали, что коэффициент радиационного роста, измеренный при температуре равной $-196\text{ }^{\circ}\text{C}$ на текстурированных поликристаллических образцах как со структурой рекристаллизованного урана, так и со структурой холоднодеформированного урана, оказался очень высоким — 6800 и 23 300 соответственно. В области температур $450\text{--}500\text{ }^{\circ}\text{C}$ радиационный рост резко ослабевает как у монокристаллов, так и у поликристаллов (рис. 31).

Как известно, из экономических соображений желательно, чтобы выгорание ядерного топлива в сердечниках тепловыделяющих элементов (ТВЭЛОВ) достигало максимума перед их выгрузкой и происходило при более высоких температурах. Степень выгорания или срок жизни топлива в реакторе обычно ограничивается одним из следующих факторов:

- падением реактивности ниже допустимого уровня из-за изменения в изотопном составе (выгорании делящегося изотопа);
- сильным повреждением топлива из-за радиационного воздействия и накопления продуктов деления.

Естественно, что одной из причин снижения работоспособности ТВЭЛОВ в реакторе может являться радиационный рост ядерного топлива.

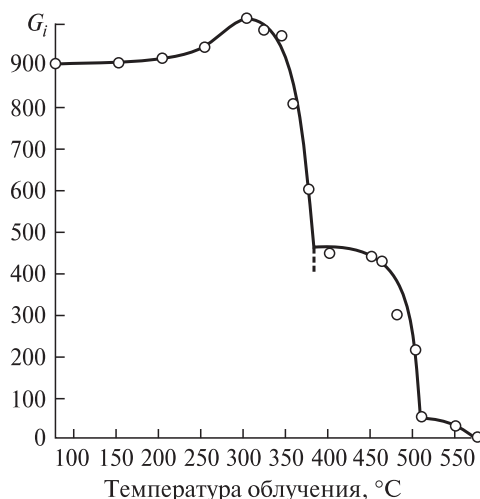


Рис. 31. Влияние температуры облучения на коэффициент радиационного роста урана

Применительно к эксплуатации атомных реакторов отклонение от первоначальных размеров тепловыделяющих элементов может быть столь значительным, что приведет к нарушению подачи охладителя в канал.

Для объяснения явления роста образцов α -урана под действием облучения выдвигалось несколько моделей, которые основаны в большей степени на анизотропии его структуры и, как следствие, анизотропии свойств.

Структура α -U может быть представлена в виде «гофрированных» атомных слоев, параллельных плоскости (010). Расстояние между атомами внутри слоя меньше, чем расстояние между разными слоями. Поскольку прочность связей увеличивается с уменьшением расстояния между атомами, то прочность связей атомов в гофрированных плоскостях больше, чем между плоскостями. Поэтому α -уран обладает сильной анизотропией свойств.

Термомеханическая теория (теория Пью) основана на рассмотрении механизма деформации вблизи сильно нагретой области термического пика. Согласно этой теории, решетка в зоне термического пика испытывает сжимающие напряжения, так как она окружена холодным металлом, не допускающим ее расширения, а в объеме металла, окружающем пик, создаются растягивающие напряжения. Возникающие сжимающие напряжения вызывают двойникование по направлению [010], что дает удлинение в сжатых объемах. Возникающие растягива-

ющие напряжения в окружающей пик зоне превышают сопротивление сдвигу и вызывают пластическую деформацию, которая сначала должна возникать в наиболее слабом направлении. Такое направление кристаллографической решетки урана — направление [010].

Оцениваемая результирующая деформация согласуется с экспериментальными результатами: кроме растяжения вдоль направления [010] происходит также сжатие по направлению [100] при сохранении размеров вдоль направления [001]. Эта модель позволяет получить на основе ряда допущений количественно подходящую величину коэффициента радиационного роста. Резкое снижение скорости роста при повышении температуры до 500 °С также просто объясняется этой теорией в связи с уменьшением уровня внутренних напряжений и возрастанием энтропии решетки с повышением температуры.

Главные возражения, которые выдвигают против данной теории, заключаются в том, что время существования термического пика слишком мало ($\sim 10^{-11}$ – 10^{-13} с), чтобы можно было ожидать развития пластической деформации и, кроме того, малые размеры области термического пика ($V \sim 10^{-18}$ см³) делают маловероятным существование в ней дислокаций и их источников, необходимых для развития пластической деформации путем скольжения.

В диффузионной теории (теории Сигля и Опинского) основное отличие заключается в том, что радиационный рост α -урана объясняют анизотропией скорости перемещения (коэффициентов диффузии) точечных дефектов (смещенных атомов и вакансий) в решетке урана при облучении с учетом того, что диффузия — термически активируемый процесс. При этом роль облучения сводится только к созданию большого количества радиационных дефектов.

Согласно основному положению этой теории смещенные атомы перемещаются в направлении оси [010], т. е. перпендикулярно к «гофрированным» слоям, а вакансии — по направлению [100]. Энергия связи между гофрированными слоями в решетке урана невелика и, следовательно, здесь имеются места или поры для энергетически выгодного размещения смещенных атомов. Движущиеся вдоль оси [010] смещенные атомы размещаются (локализуются) в этих порах между гофрированными слоями атомов и образуют новые атомные слои, что и объясняет рост урана вдоль данной оси.

Расчеты показывают, что для количественного объяснения величины радиационного роста вдоль оси [010] достаточно примерно 1 % образующихся смещенных атомов. Смещенные атомы в количестве 98 % рекомбинируют при встрече их с вакансиями, а 1 % остающихся смещенных атомов поглощаются дислокациями.

Уменьшение величины радиационного роста при увеличении температуры хорошо объясняется диффузионной теорией в связи с происходящим повышением скорости рекомбинации смещенных атомов и вакансий при возрастании температуры. Вследствие этого уменьшается возможность образования новых гофрированных слоев и выхода вакансий на границы зерен и дефекты.

Данная теория требует уменьшения скорости радиационного роста с понижением температуры ниже комнатной вследствие уменьшения при этом коэффициентов диффузии. Однако это противоречит экспериментальным данным по значительному увеличению скорости роста при понижении температур ниже комнатных.

Были выдвинуты представления (теория Гонзера), также основанные на направленном движении смещенных атомов с выходом их на границы зерен и поверхность кристалла, но не в результате термически активируемой диффузии, а благодаря коррелятивным процессам движения, вызываемым атомными столкновениями. Вследствие упорядоченного расположения атомов в кристаллической решетке и образования атомных рядов процессы столкновения, например, под действием нейтронов или осколков деления происходят коррелятивно в определенной зависимости от энергии, передаваемой в столкновениях, и направления импульса относительно кристаллической решетки. Это связано с эффектом фокусировки, вызывающим образование фокусонов и краудионов.

Согласно модели Гонзера и проведенным расчетам, вдоль наиболее плотноупакованного направления $[100]$ решетки α -урана в основном должны распространяться фокусоны, а по направлению $[010]$ в результате столкновений возникает динамический краудион. При этом в процессе развития динамического краудиона замещающие столкновения атомов цепочки приводят к тому, что краудионный процесс задерживается на границах субзерен или соседних зерен. В этом случае скопившиеся на границе атомы образуют новый гофрированный слой в направлении $[010]$, что и приводит к радиационному росту урана в этом направлении. В направлении $[100]$ распространения фокусонов в случаях, когда последнему атому рассматриваемой цепочки передается энергия достаточная, чтобы выбить его из узла решетки, смещенный атом попадает либо на границу соседнего зерна или субзерна, либо на дислокацию и т. п., он фактически встраивается в зону того или иного дефекта и покидает рассматриваемую цепочку атомов. В результате этого в ряду атомов становится одним атомом меньше, т. е. происходит сокращение длины.

В направлении $[001]$ отсутствуют плотноупакованные цепочки атомов. При таких условиях частицы большой энергии не могут передать

свою энергию путем динамических коррелятивных процессов типа фокусона или краудиона, в силу чего радиационные изменения размеров в этом направлении отсутствуют. Расчет абсолютной величины радиационного роста по этой теории позволяет получить значение коэффициента радиационного роста порядка нескольких сотен, что соответствует экспериментальным данным. Однако эта теория неприменима к металлам с гексагональной плотноупакованной решеткой (например, к цирконию), у которых в направлении наиболее плотной упаковки наблюдается не сжатие, а расширение.

Существует еще теория Коттрелла, основанная на анизотропии коэффициента термического расширения α -урана. Данная теория позволяет объяснить главные явления радиационного роста урана.

Наиболее поздняя по времени — теория роста, разработанная Бакли, в которой радиационный рост рассматривается как результат постоянной конденсации (сегрегации) дефектов (междоузельных атомов) внутри кристаллической решетки с образованием дополнительных атомных слоев в одних направлениях и слоев сконденсированных вакансий в других. Большинство экспериментальных фактов удовлетворительно объясняется данной теорией. Особенно надежные подтверждения она получает из результатов электронной микроскопии, с помощью которой экспериментально установлено образование дислокаций и дислокационных петель при облучении и наличие их преимущественной ориентации в зависимости от типа петель (вакансионных или междоузельных атомов). Поэтому эта теория в настоящее время пользуется наибольшим признанием.

В основе теории используется представление о сегрегации точечных дефектов, создаваемых облучением. В термическом пике вследствие анизотропии коэффициента термического расширения α -урана создаются большие напряжения. В направлениях наименьшего термического расширения, каким в кристалле α -урана является направление [010], возникают растягивающие напряжения, перпендикулярно им возникают сжимающие напряжения. При этом в области термического пика должна создаваться такая ориентировка кольцевых дислокаций, которая способствует ослаблению напряженного состояния. Поэтому конденсация атомов произойдет по тем атомным плоскостям, вдоль нормалей к которым создаются растягивающие напряжения и увеличиваются размеры, т. е. в направлении [010]. Наоборот, в направлениях [100], перпендикулярных к нему, где имеет место сжатие, будет происходить конденсация вакансий.

В настоящее время теория Бакли получила наибольшее признание, поскольку отвечает практически на все вопросы, вытекающие из экспе-

риментальных исследований. Однако следует признать, что другие различные механизмы, описанные выше, также могут играть значительную роль в радиационном росте облучаемых материалов.

Радиационный рост конструкционных материалов

Экспериментальные исследования показали, что анизотропные конструкционные материалы, такие как цирконий и его сплавы, графит и другие, при определенных условиях облучения также испытывают радиационный рост. Среди конструкционных материалов радиационный рост впервые был обнаружен в облученном цирконии, имеющем ГПУ-решетку. Позднее появились экспериментальные доказательства того, что при определенных условиях явление радиационного роста может проявляться в металлах и сплавах с ГЦК- и ОЦК-решетками. Эти результаты опровергают первоначальное мнение о том, что «расти» под облучением могут только кристаллы с анизотропной решеткой. Таким образом, основные физические механизмы, лежащие в основе радиационного роста, должны являться следствием более общих процессов, происходящих в материалах под облучением.

Для конструкционных материалов коэффициент радиационного роста выражается как относительное изменение размера образца на каждое столкновение быстрой частицы (нейтрона) с атомом решетки.

Как показали эксперименты по радиационному росту образцов монокристаллов циркония, облученных при температуре 353 К, облученные монокристаллические образцы увеличивали свои размеры вдоль оси *a* и уменьшали их вдоль оси *c*. При этом в обоих случаях сначала происходило достаточно быстрое изменение размеров (переходная стадия), а при более высоких флюенсах облучения наблюдалось насыщение эффекта. Подобные зависимости выявлены и при более высоких температурах облучения ($T = 533$ К).

При послерадиационном отжиге облученных образцов наблюдается частичный возврат деформации радиационного роста: при температурах отжига выше 620 К происходит уменьшение длины образцов, увеличенной в процессе облучения. При этом для облученных образцов рекристаллизованного сплава циркалой возврат может достигать 100 %.

На основании анализа результатов большого числа экспериментальных исследований, в которых контролировались условия облучения и параметры микроструктуры образцов, был сделан вывод, что радиационный рост циркониевых сплавов может рассматриваться как сумма двух составляющих: переходной компоненты, связанной с образующимися радиационными повреждениями, и установившейся компоненты,

обусловленной величиной предварительной холодной деформации, причем обе компоненты зависят главным образом от кристаллографической текстуры образцов. Деформационная составляющая зависит также от формы исходных зерен и от анизотропии в распределении векторов Бюргерса дислокаций.

При оценке размерных изменений образцов коррозионностойких сталей в условиях реакторного облучения обычно ограничиваются учетом двух физических явлений: вакансионного распухания и радиационной ползучести.

Основываясь на результатах обработки экспериментальных данных по измерению размеров облученных оболочек твэлов из стали SS316 в двух направлениях одновременно с измерениями плотности образцов, была обнаружена дополнительная компонента деформации, которую можно приписать к их радиационному росту.

Радиационный рост наблюдался как на холоднодеформированных (рис. 32, а), так и на отожженных (рис. 32, б) образцах стали. При этом относительная скорость радиационного роста образцов деформированной стали составляла $10^{-3}/10^{22}$ нейтр/см² ($E > 0,1$ МэВ) и зависела от температуры облучения. Следует заметить, что для образцов отожженной стали радиационный рост выражен слабее и характеризуется более сложной зависимостью от флюенса нейтронов.

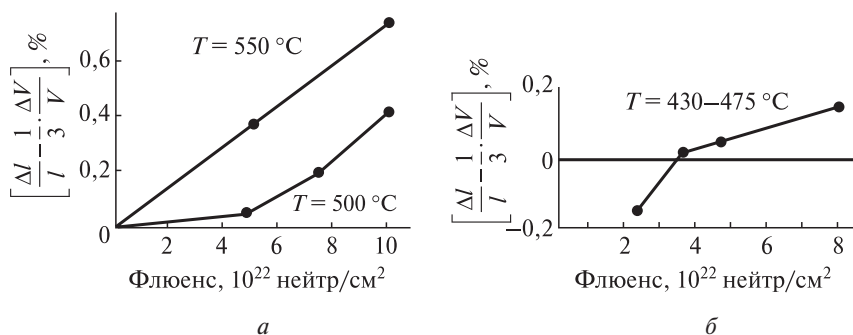


Рис. 32. Зависимость степени радиационного роста образцов холоднодеформированной на 20 % (а) и отожженной (б) стали SS316 от флюенса облучения

В настоящее время можно считать установленным, что анизотропные кристаллы различных материалов (Zr, Ti, Be, Cd, Zn и др.) подвергаются радиационному росту и растут в направлении наименьшего коэффициента термического расширения. Изотропные металлы в условиях облучения растут только при температурах в интервале $(1/4-1/3)T_{пл}$

в случае, если они подвергались предварительной холодной деформации, причем изменения размеров наиболее значительны в направлении, совпадающем с направлением предшествующей холодной деформации.

Касаясь физической интерпретации экспериментальных данных по радиационному росту конструкционных материалов, необходимо заметить, что наличие текстуры — обязательное условие проявления данного эффекта. При этом под текстурой здесь понимается макроанизотропия материала в целом, которая связывается не только с анизотропией кристаллической структуры или с преимущественной ориентацией кристаллов в поликристаллическом материале, но и с другими факторами. В частности, с преимущественной ориентацией вектора Бюргерса элементов дислокационной структуры, формирующейся в результате направленной пластической деформации или образования субструктуры в процессе облучения, когда радиационно-индуцируемые дислокационные петли могут обладать вектором Бюргерса преимущественной ориентировки. Отсюда понятно, почему радиационный рост металлов с изотропной решеткой (ГЦК- и ОЦК-структуры) при небольших флюенсах облучения проявляется только на образцах, подвергнутых предварительной пластической деформации, которая вызывает появление анизотропии, связанной с преимущественной ориентацией вектора Бюргерса дислокаций, образовавшихся при деформации. При больших флюенсах радиационный рост изотропных материалов возможен и в отожженном состоянии, поскольку в этом случае могут образовываться радиационно-стимулированные дислокационные петли с преимущественной ориентацией вектора Бюргерса.

Известно, что когда концентрация точечных дефектов, возникающих при облучении, значительно превышает равновесную, могут образовываться различные комплексы. Процесс образования скоплений (комплексов) может быть результатом случайной встречи одинаковых дефектов при их миграции в кристалле. Кроме того, при облучении тяжелыми частицами (ионами) и нейтронами, когда образуются высокоэнергетические атомы отдачи, скопления могут возникать в каскадах смещений. Наибольший интерес в данном случае представляет образование скоплений в виде дислокационных петель.

Образование дислокационных петель эквивалентно внедрению или удалению части плотноупакованного слоя в кристалле. Следовательно, дислокационная петля междоузельного типа обуславливает рост, а вакансионная — сжатие кристалла в направлении своего вектора Бюргерса. Для кристаллов с изотропной решеткой эффект радиационного роста за счет такого процесса должен отсутствовать из-за симметричного распределения петель обоих типов по кристаллографическим плоско-

стям. В случае анизотропных кристаллов распределение петель должно быть несимметричным, в результате чего междоузельные петли вызовут удлинение в одних направлениях, а вакансионные — сжатие в других.

Есть веские основания считать, что при облучении тяжелыми частицами зарождение дислокационных петель и ориентация их вектора Бюргерса происходит непосредственно в каскадах смещений. Структуру каскада, образованного тяжелой частицей, можно представить в виде обедненной центральной зоны, окруженной облаком смещенных атомов. Вследствие процессов каналирования и фокусировки пространственное распределение междоузельных атомов может быть анизотропным. Эти процессы способствуют эффективному разделению вакансий и смещенных атомов, препятствуя их рекомбинации. Локальные концентрации точечных дефектов, избежавших рекомбинации, достаточны для образования скоплений в виде петель в каскаде из-за перегрева за время его существования. В кристаллах с анизотропной кристаллической структурой асимметрия в распределении векторов Бюргерса петель вакансионного и междоузельного типов может быть следствием анизотропии мощных локальных напряжений, обусловленных анизотропией коэффициента термического расширения и анизотропным выбросом смещенных атомов из центральной зоны каскада смещения.

Таким образом, отмеченное выше определенное несоответствие экспериментальным данным простой модели радиационного роста Бакли есть следствие ограниченности области применимости данной модели высокими флюенсами облучения.

МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Динамические и статические напряжения

При радиационном воздействии в мишени формируются наведенные (индуцированные облучением) механические напряжения, являющиеся одним из основных факторов эволюции дефектной и дислокационной структуры. При этом следует различать напряжения, инициируемые в мишени непосредственно в момент облучения (*радиационно-индуцированные напряжения*), а также в пострadiационный период (*остаточные напряжения*). В соответствии с механизмами образования механические напряжения, инициируемые в процессе ионной имплантации, могут быть *статическими* и *динамическими*. Именно эти напряжения и определяют динамику генерации и движения дислокаций при ионной имплантации и ряд других процессов. Статические напряжения обусловлены изменением объема тонкого поверхностного слоя мишени, легируемого при ионной имплантации. Динамические напряжения связаны с генерацией и суперпозицией упругих волн от каскадов смещений, возникающих при внедрении ионов в мишень.

При рассмотрении поздних стадий развития каскада, которые и являются определяющими для формирования динамических напряжений, когда возмущенная область охватывает тысячи и десятки тысяч атомов, удобным оказывается способ описания, основанный на законах сохранения массы, импульса и энергии. При этом атомистическое строение вещества не принимается во внимание и рассматривают его как непрерывную среду — *континуальный подход*. Помимо каскадов возникают и другие картины коллективного поглощения энергии, которые еще мало изучены. Например, *явление вскипания* области мишени вокруг траектории движения внедряющегося иона.

Переход к такому описанию возможен на временах, много больших среднего времени между столкновениями частиц, т. е. 10^{-14} с, а пространственные масштабы изменения средних величин должны значительно превышать длину свободного пробега. Для энергий порядка энергии связи атомов в кристалле длина свободного пробега оказывается меньше параметра решетки. Так, ионная имплантация происходит при энергиях ионов, составляющих десятки кэВ, что многократно пре-

восходит энергию связи атомов в мишени, а время деформирования каскада составляет 10^{-11} с.

Начальное условие для континуального рассмотрения — энергосыделение в области пространства, ограниченной пробегом первичной частицы. Оказалось, что при наличии резкой границы между возмущенной и невозмущенной областями и превышении величины удельного *критического энергосыделения* некоторого критического значения, которое для типичных металлов составляет 0,3 эВ/атом, на границе области формируется расходящаяся *пластическая ударная волна*, которая по мере своего распространения вырождается в *упругий продольный импульс*. Распространение такого нелинейного импульса с длиной волны порядка нескольких межатомных расстояний обычно описывается аналитически с учетом нелинейности и дисперсии в первом порядке теории возмущений.

Упругие импульсы с начальной амплитудой порядка Y (теоретический предел текучести) могут оказывать влияние на дефектную структуру материала даже на значительном удалении от поверхностного имплантируемого слоя. Однако даже в наиболее благоприятном случае на расстоянии 1 мкм смещение дислокации за счет отдельного импульса не превышает нескольких векторов Бюргера. Ситуация резко меняется, если учесть совместное действие упругих волн от многих каскадов. Обычно случайная сила, действующая на дислокацию в кристалле за счет динамических напряжений от каскадов, представляет собой «белый шум». Эффективность динамических напряжений будет значительно выше при высокой плотности ионного тока. Такой режим ионного облучения реализуется при импульсной ионной обработке. Динамические напряжения будут эффективны для генерации дефектной структуры за пределами ионно-легируемого слоя мишени только при импульсном ионном облучении. При этом плотность ионного тока в импульсе должна быть не меньше 1 А/см^2 .

Ситуация изменится, если принять во внимание, что генерация дефектов (например, дислокаций) имеет место в поверхностном легируемом слое под действием суперпозиции статических и динамических напряжений. Кроме того, возможные флуктуации «белого шума» могут приводить к значительным всплескам динамических напряжений. Фактически динамические напряжения — дополнительный необходимый фактор, определяющий генерацию дефектов при ионной имплантации.

В процессе облучения различных материалов ионными пучками регистрируются сигналы *акустической эмиссии* в широком диапазоне

частот до 10^8 Гц. Спектр акустических сигналов содержит *непрерывный фон* и дискретные импульсы. Непрерывный сигнал, связанный с образованием точечных радиационных дефектов, регистрируется, начиная с малых ионных доз (10^{11} – 10^{12} ион/см²). Дискретные сигналы регистрируются при средних и больших ионных дозах (10^{15} – 10^{18} ион/см²). Анализ источников генерации *дискретных акустических сигналов* показал, что процесс инициирования акустических сигналов связан со структурно-фазовыми превращениями в облучаемой мишени. Процессы можно разделить на три основные группы: пластическая деформация мишени, фазовые превращения и появление новых образований в виде кластеров, пор и т. п.

Остаточные напряжения

Напряжения, сохраняющиеся в облученном образце после формирования дефектной структуры, называются *остаточными напряжениями*. Они существенно ниже напряжений, индуцированных в образце в процессе радиационного воздействия. Последнее обусловлено релаксационными процессами, протекающими в мишени как в момент облучения, так и в пострadiационный период. В зависимости от масштабного фактора (от десятков до сотен и более нанометров), связанного локальностью анализа (просвечивающая электронная микроскопия и рентгеновская дифрактометрия), их можно разбить на локальные и слоевые остаточные напряжения.

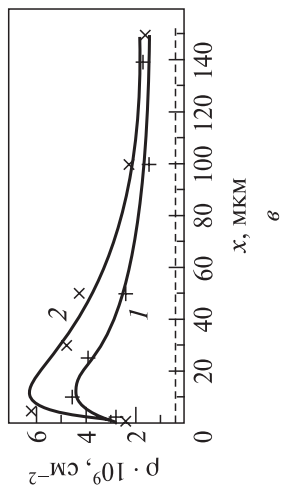
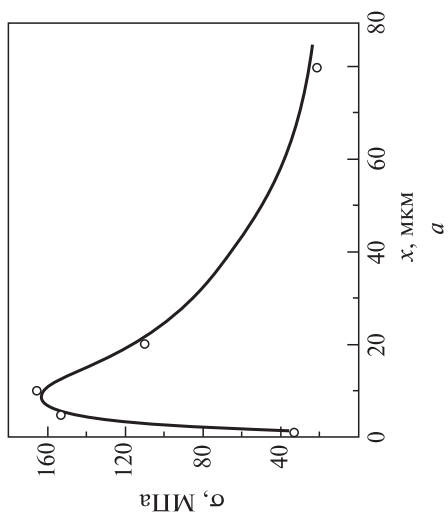
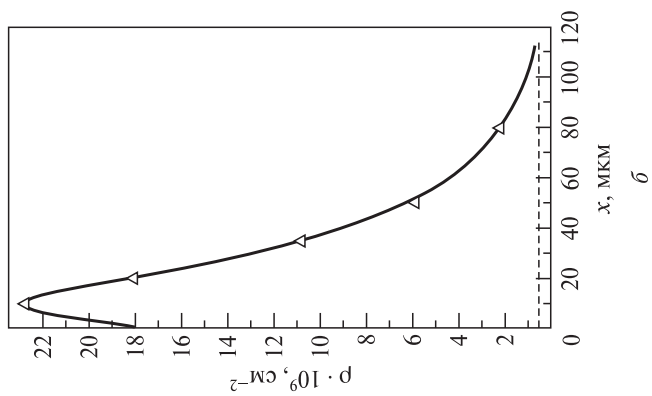
Локальные остаточные напряжения. Просвечивающая электронная микроскопия позволяет не только существенно уменьшить локальность измерения напряжений, но и варьировать ее в широких пределах от ста до десяти нанометров. Величина напряжений может быть измерена несколькими способами: по радиусу изгиба дислокации в плоскости скольжения; по расстоянию между дислокациями и параметрам дислокационных скоплений; по расстоянию между активными плоскостями скольжения и по параметрам изгибных экстинкционных контуров. Вся совокупность источников напряжений можно классифицировать на три группы. К первой группе относятся источники *пластического* происхождения (дислокации, группы дислокаций, скопления дислокаций, дислокационные заряды, оборванные границы и т. п.). Вторая группа — это источники, имеющие *упругое* происхождение (стыки границ зерен, дисперсные недеформируемые частицы, композиты и т. п.). И, наконец, при частичной релаксации полей напряжений путем размножения и движения дислокаций источники приобретают *упругопластический* характер, их относят к третьей группе.

В ионно-облученных материалах источником напряжений является и сам имплантированный слой, в котором инициируются при ионной имплантации значительные напряжения. Величина инициируемых напряжений выше предела текучести, поэтому при ионной имплантации, а также в постимплантационный период будет иметь место *пластическая релаксация напряжений*, т. е. источники напряжений имеют упруго-пластический характер. Такая релаксация напряжений будет приводить к перераспределению уже имеющихся в мишени дислокаций, генерации новых дислокаций, а тем самым и росту плотности дислокаций и формированию наблюдаемых в подслое мишени дислокационных субструктур.

Поскольку формирующиеся в приповерхностном слое ионно-имплантированных металлических материалов дислокационные субструктуры являются неразориентированными, наиболее пригодным электронно-микроскопическим методом для измерения локальных внутренних напряжений является первый метод — по радиусу изгиба дислокации.

Результаты измерения напряжений по электронно-микроскопическим снимкам дислокационной структуры приведены на рис. 33, а. На рисунке представлены зависимости средней величины остаточных локальных напряжений от расстояния до облученной поверхности для α -железа. Кривая имеет максимум, расположенный на расстоянии ~ 10 мкм от поверхности. Форма кривых повторяет вид зависимостей скалярной плотности дислокаций от расстояния до ионно-имплантированной поверхности (рис. 33, б). Максимальная величина локальных внутренних напряжений для α -железа составляет 165 МПа. В большей части приповерхностного слоя ионно-имплантированной мишени, где проявляется эффект дальнего действия, остаточные напряжения превосходят предел текучести α -Fe (45 МПа). Анализируя данные рис. 33, следует иметь в виду, что здесь представлены амплитуды полей напряжений после релаксации и утонения фольги для электронной микроскопии. В процессе ионной имплантации и начала формирования дислокационной структуры амплитуда этих полей была выше. Локальные источники внутренних полей напряжений во многом способствуют формированию дислокационной структуры при ионной имплантации.

Слоевые остаточные напряжения. Использование геометрии скользящего падающего рентгеновского луча позволяет анализировать усредненные слоевые остаточные напряжения в зависимости от толщины эффективно рассеивающего слоя как в субмикронном, так и микронном диапазоне.



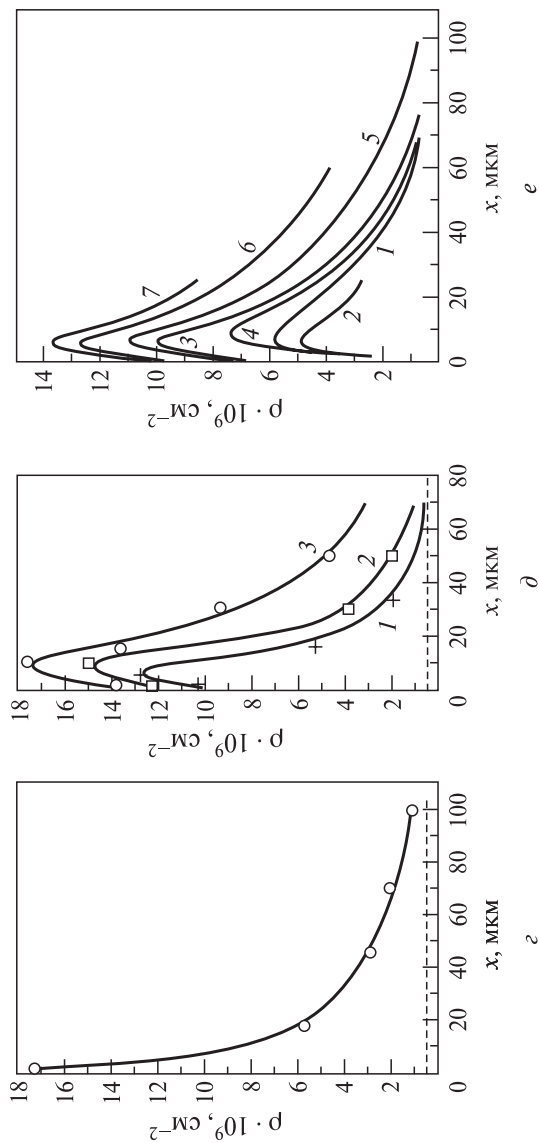


Рис. 33. Зависимость остаточных локальных внутренних напряжений (а), измеренных по радиусу кривизны дислокаций, и скалярной плотности дислокаций ($\sigma-e$) от расстояния до ионно-имплантированной поверхности α -Fe:

σ — ионы W, доза падающих ионов $2 \cdot 10^{17}$ ион $\cdot \text{cm}^{-2}$;
 e — ионы C, доза падающих ионов, ион $\cdot \text{cm}^{-2}$: $1 - 1 \cdot 10^{16}$, $2 - 1 \cdot 10^{18}$,
 e — ионы Fe, доза падающих ионов $1 \cdot 10^{18}$ ион $\cdot \text{cm}^{-2}$;
 ρ — ионы Ag, доза падающих ионов, ион $\cdot \text{cm}^{-2}$: $1 - 2 \cdot 10^{16}$, $2 - 5 \cdot 10^{16}$, $3 - 1 \cdot 10^{17}$;
 e — ионы Hf, доза падающих ионов, ион $\cdot \text{cm}^{-2}$: $1 - 0,22 \cdot 10^{16}$, $2 - 1 \cdot 10^{16}$,
 $3 - 0,22 \cdot 10^{17}$, $4 - 0,44 \cdot 10^{17}$, $5 - 0,9 \cdot 10^{17}$, $6 - 1,5 \cdot 10^{17}$, $7 - 0,22 \cdot 10^{18}$;
 плотность дислокаций в исходном состоянии показана пунктирной линией

Результаты измерений напряжений в зависимости от толщины рассеивающего слоя представлены на рис. 34 для ионно-имплантированных образцов. В исходном состоянии напряжения отсутствуют. Видно, что в образце, облученном дозой $6 \cdot 10^{16}$ ион/см² (кривая 1), с приближением к ионно-легированному слою образца напряжения монотонно увеличиваются, достигая 200 МПа на глубине 0,25 мкм. В образце, облученном дозой $6 \cdot 10^{17}$ ион/см², на таком же расстоянии от поверхности действуют растягивающие напряжения порядка 300 МПа (кривая 2). В последнем образце напряжения резко уменьшаются с удалением от поверхности и на глубине 0,4 мкм меняют знак. Как видно из рис. 34, на глубине 1 мкм в этом образце возникает максимум сжимающих напряжений порядка 150 МПа. Остаточные напряжения в дислокационном слое эффекта дальнего действия могут меняться с расстоянием различным образом: уменьшаться при увеличении расстояния или выходить на асимптоту; дважды *менять знак*, изменяясь от напряжения растяжения к напряжению сжатия, и наоборот.

Поля остаточных упругих напряжений, сохраняющихся в приповерхностных слоях металлических материалов после радиационного воздействия, играют несомненно важную роль в радиационно-индуцированных механических эффектах, таких как упрочнение, охрупчивание и ползучесть.

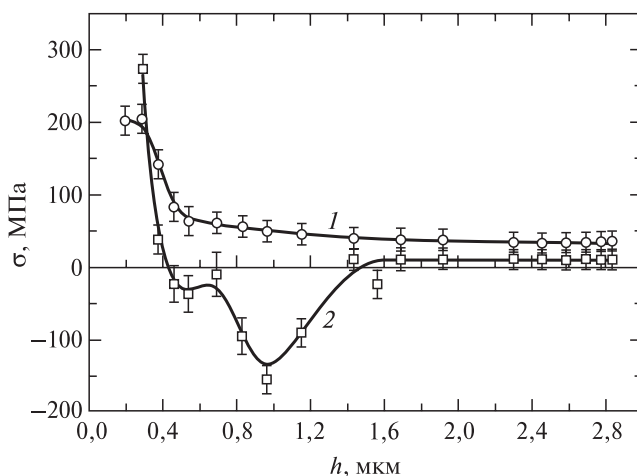


Рис. 34. Зависимость остаточных напряжений в разупорядоченном сплаве Ni_3Fe , имплантированном ионами Zr^+ , от толщины анализируемого приповерхностного слоя; доза облучения, ион/см²: 1 – $6 \cdot 10^{16}$; 2 – $6 \cdot 10^{17}$

В табл. 7 приведены основные причины возникновения напряжений в различных частях реактора.

Таблица 7

Источники напряжения в различных частях реактора

Компонент	Сплав	Тип реактора	Возможные источники напряжения
Оболочка ТВЭЛа	304 SS	KBP (BWR)	Распухание топлива
Оболочка ТВЭЛа	304 SS	Реактор PWR	Распухание топлива
Оболочка ТВЭЛа	20 % Cr/ 25 % Ni/Nb	Реактор AGR	Распухание топлива
Ободок оболочки ТВЭЛа	20 % Cr/ 25 % Ni/Nb	Реактор SGHWR	Производство
Держатели нейтронных источников	304 SS	KBP (BWR)	Сварка и распухание Be
Поглощающие трубки регулирующих стержней	304/304L/ 316L SS	KBP (BWR)	Распухание В ₄ С
Винты топливных связок	304 SS	KBP (BWR)	Производство
Заклепки толкателя регулирующих стержней	304 SS	KBP (BWR)	Производство
Ручка управляющей лопатки	304 SS	KBP (BWR)	Малые напряжения
Оболочка управляющей лопатки	304 SS	KBP (BWR)	Малые напряжения
Управляющие лопатки	304 SS	Реактор PWR	Малые напряжения
Листообразная управляющая лопатка	304 SS	KBP (BWR)	Малые напряжения
Различные болты/винты	A-286	PWR и BWR	Обслуживание
Винты сушильного барабана сепаратора пара	A-286	KBP (BWR)	Обслуживание
Болты крышки реактора	600	KBP (BWR)	Обслуживание
Различные болты	X-750	PWR и BWR	Обслуживание
Болты опор направляющей трубы	X-750	PWR	Обслуживание
Болты эжектора	X-750	BWR	Обслуживание
Различные пружины	X-750	PWR и BWR	Обслуживание
Различные пружины	718	PWR	Обслуживание
Болты отражателей	316 SS Cold-work	PWR	Распухание
Кожух реактора	304/316/ 347/L SS	BWR	Остаточные напряжения в сварочных швах
Верхняя направляющая	304 SS	BWR	Малые напряжения (изгиб)

Радиационное упрочнение и охрупчивание

Образующиеся в процессе облучения радиационные нарушения вызывают существенное изменение характеристик прочности материалов (пределов текучести и прочности, твердости). При этом, как правило, наблюдается *радиационное упрочнение*, которое почти всегда сопровождается значительным уменьшением пластичности облучаемых материалов — явление *радиационного охрупчивания*.

Относительно природы явления радиационного упрочнения к настоящему времени утвердилось два объяснения. В одном из них упрочнение связывают с созданием при облучении радиационных дефектов, которые являются дополнительными центрами закрепления дислокаций и снижают эффективность действия источников дислокаций. Второй механизм радиационного упрочнения заключается в образовании в кристаллической решетке дефектов-барьеров (например, кластеры, дислокационные петли и вакансионные поры), препятствующих движению дислокаций в своих плоскостях скольжения.

В пользу первого механизма свидетельствуют такие факты, как появление ярко выраженного зуба текучести на диаграмме растяжения (напряжение — деформация) при испытании моно- и поликристаллических образцов облученных материалов (рис. 35).

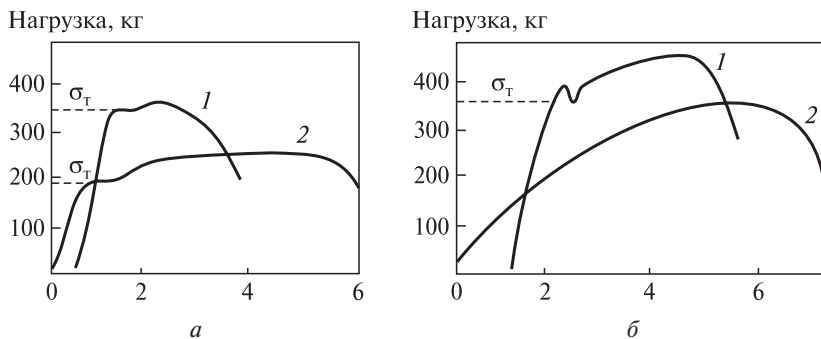


Рис. 35. Кривые «напряжение — деформация» для облученных (1) и необлученных (2) нейтронами образцов железа (а) и никеля (б).

Доза облучения $1,1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$, σ_m — предел текучести

В барьерном механизме увеличение критического напряжения сдвига или предела текучести в результате облучения связывают с «трением» дислокаций о различные скопления точечных дефектов (кластеры, дислокационные петли и вакансионные поры), которые возникают из-за упругого и контактного взаимодействия данных скоплений с дислокациями.

Флюенс облучения и тип бомбардирующих частиц

Изменение прочностных характеристик металлов при температурах облучения до $T \sim 0,2T_{пл}$ в зависимости от флюенса облучения схематично можно представить в виде кривой, приведенной на рис. 36.

Условно кривую можно разделить на три области: 1 — инкубационный период, когда прочностные характеристики практически не изменяются; 2 — область интенсивного возрастания прочностных свойств; 3 — область незначительного изменения свойств с увеличением флюенса. В случае облучения меди нейтронами область 1 охватывает интервал флюенсов до $5 \cdot 10^{16}$ нейтр/см², область 2 — от $5 \cdot 10^{16}$ до $5 \cdot 10^{18}$ нейтр/см², а область 3 — флюенсы выше $5 \cdot 10^{18}$ нейтр/см².

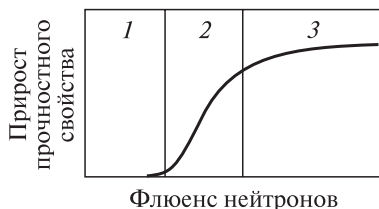


Рис. 36. Обобщенный вид зависимости изменения прочностных свойств ГЦК металлов от флюенса нейтронов

Результаты экспериментальных исследований показывают, что продолжительность каждого периода упрочнения зависит как от исходных свойств облучаемого материала, так и от условий облучения.

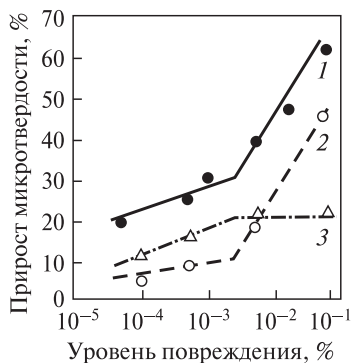


Рис. 37. Изменение прироста микротвердости для меди в зависимости от степени повреждения нейтронами: 1 — суммарный прирост; 2 — вклад малых ($d < 5$ нм) кластеров вакансионного типа; 3 — вклад малых ($d < 5$ нм) кластеров междуузельного типа

Степень радиационного упрочнения металлов зависит в первую очередь не от числа атомных смещений, а от реальной конечной дефектной структуры облучаемого металла, т. е. от концентрации, размеров и типов скоплений точечных дефектов, являющихся барьерами на пути движения дислокаций. Например, прирост предела текучести никеля, облученного до степени повреждения 10^{-3} сна, составляет при облучении высокоэнергетическими протонами 54,9 МПа, а при облучении α -частицами — 31,3 МПа.

В ряде работ показано, что процесс образования упрочняющих радиационных дефектов в зависимости от флюенса облучения происходит в два этапа с характерной для каждого из них скоростью

упрочнения. Как видно на рис. 37, на первом этапе (флюенс облучения до 10^{19} нейтр/см² $\cong 3 \cdot 10^{-3}$ сна) радиационное упрочнение обусловлено в основном кластерами междоузельного типа, зарождающимися гомогенно, а на втором этапе (при флюенсах, превышающих 10^{19} нейтр/см²) — кластерами вакансионного типа, образующимися гетерогенно в каскадах.

Влияние энергии бомбардирующих частиц. Повышение энергии бомбардирующих частиц, а следовательно, жесткости спектра образующихся ПВА чаще всего приводит к возрастанию степени упрочнения металлов. В частности, после облучения образцов меди нейтронами с энергией 14 МэВ прирост критического скалывающего напряжения в 6 раз выше, чем в результате облучения при таком же флюенсе нейтронами меньшей (~1 МэВ) энергии.

В то же время имеются экспериментальные данные, что после облучения легкими частицами с широким интервалом энергий степень упрочнения металлических образцов практически не зависит от энергии. Так, в результате облучения электронами прирост пределов текучести образцов никеля и алюминия не изменяется в интервале энергий от 8 до 25 МэВ, однако при дальнейшем повышении энергии возрастает почти линейно с увеличением энергии вплоть до 225 МэВ. Прирост предела текучести и твердости образцов никеля и меди, облученных при температуре около 60 °С, остается неизменным при увеличении энергии α -частиц от 10 до 50 МэВ, а протонов от 10 до 30 МэВ, хотя число выбитых атомов при этом значительно уменьшается. В частности, при облучении меди α -частицами с энергией 10 МэВ создается в 4 раза больше радиационных дефектов, чем при ее облучении α -частицами с энергией 50 МэВ. Отсюда следует, во-первых, что количество ПВА не определяет степень радиационного упрочнения металлов и, во-вторых, значительную роль в создании упрочняющих дефектов играют высокоэнергетические первично выбитые атомы.

Влияние температуры облучения. Обобщенные результаты по влиянию температуры облучения на радиационное упрочнение ГЦК-металлов приведены на рис. 38.

Как видно на рисунке, примерно до $0,25T_{пл}$ степень радиационного упрочнения слабо зависит от температуры. В области температур от $0,25T_{пл}$ до $0,6T_{пл}$ наблюдается сильная зависимость, а при более высоких температурах облучения радиационного упрочнения практически не происходит. Так, критическое напряжение сдвига для образцов из меди, облученных нейтронами при температуре 4,2 К, лишь на 10 % отличается от значения напряжения сдвига образцов, облученных при $T = 300$ К, а облучение нейтронами при температуре $0,35T_{пл}$ вызывает на 50–60 % меньшее упрочнение по сравнению с облучением при температуре ниже $0,25T_{пл}$.

Представленная зависимость хорошо согласуется с механизмом барьерного упрочнения. Согласно электронно-микроскопическим исследованиям концентрации размер барьеров-кластеров также существенно зависит от температуры облучения. С повышением температуры число кластеров уменьшается, а их размер увеличивается, поэтому заметно уменьшается степень радиационного упрочнения металла. При температурах выше $0,6T_{пл}$ диффузионная подвижность междоузельных атомов и вакансий слишком высока и кластеры практически не образуются.

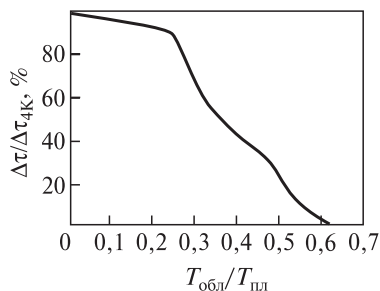


Рис. 38. Обобщенный вид зависимости степени упрочнения ГЦК металлов от температуры облучения

Иная картина наблюдается при изучении влияния температуры облучения на радиационное упрочнение ОЦК-металлов. Установлено, что при облучении образцов железа нейтронами при температуре ниже 90 К предел текучести не возрастает, а, наоборот, уменьшается. Так, облучение образцов монокристаллов железа при температуре 5К флюенсом $3 \cdot 10^{17}$ нейтр/см² привело к снижению их критического напряжения сдвига на 50 %. Это явление связывают с тем, что в ОЦК-материалах высокая концентрация междоузельных атомов, создаваемых при облучении, способствует увеличению подвижности винтовых дислокаций. При более высоких температурах облучения ОЦК-металлы ведут себя так же, как и металлы с ГЦК-решеткой.

Низкотемпературное радиационное охрупчивание

Упрочнение металлов и сплавов, облученных при относительно низких температурах ($T < (0,3-0,4)T_{пл}$), сопровождается значительным охрупчиванием, т. е. уменьшением характеристик пластичности, ударной вязкости и повышением температуры перехода материала из пластичного в хрупкое состояние, причем металлы с ОЦК-решеткой и стали с ферритной структурой являются более чувствительными к облучению, чем ГЦК-металлы и коррозионно-стойкие аустенитные стали.

Как видно на рис. 39, в результате облучения ниобия флюенсом $4 \cdot 10^{21}$ нейтр/см² предел текучести возрастает от 130 до 290 МПа, а относительное равномерное удлинение уменьшается почти в 6,5 раза.

Изменение характеристик пластичности металлов и сталей, особенно с ОЦК-структурой, в зависимости от условий облучения (флюенса,

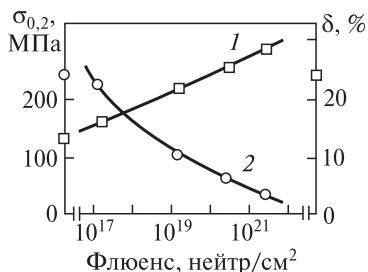


Рис. 39. Зависимость предела текучести (1) и равномерного удлинения (2) образцов ниобия от флюенса облучения нейтронами ($T_{\text{обл}} \leq 60^\circ\text{C}$)

температуры, энергии частиц) происходит по закономерностям, близким к полученным при изучении радиационного упрочнения. Критическая температура хрупкости так же, как и предел текучести для ряда низкоуглеродистых сталей, возрастает пропорционально квадратному корню из флюенса нейтронов, а для некоторых других марок стали — кубическому корню.

Влияние температуры облучения на степень охрупчивания сталей, как и на степень их упрочнения, начинается примерно с 230°C , и чем выше температура мишени, тем меньше относительное изменение характеристик пластичности и ударной вязкости.

При температурах выше 500°C облучение даже высокими флюенсами практически не приводит к изменению прочностных характеристик.

Высокотемпературное радиационное охрупчивание

Это явление заключается в значительном и необратимом снижении пластичности материала, облученного (или испытанного на растяжение) при температурах выше $0,5T_{\text{пл}}$, причем с повышением температуры эффект высокотемпературного радиационного охрупчивания (ВТРО) усиливается. ВТРО наблюдали на Ni и его сплавах, Al, V, Cu, аустенитных и ферритных сталях и других конструкционных материалах, однако проявляется оно только на поликристаллических материалах. Явление ВТРО не наблюдается на монокристаллах, что свидетельствует о преимущественной роли в высокотемпературном радиационном охрупчивании процессов, происходящих на границах зерен. В отличие от обычного низкотемпературного радиационного охрупчивания ВТРО не устраняется при длительных высокотемпературных отжигах вплоть до $T_{\text{отж}} = 1200^\circ\text{C}$.

Механизмы ВТРО. В материалах, облученных в реакторах, в результате нейтронного и γ -облучения образуются различные дефекты, их скопления и комплексы, а также продукты ядерных реакций. Многообразие происходящих изменений в значительной степени затрудняет выделение основных причин, ответственных за ВТРО.

Наиболее широкое распространение получила так называемая *гелиевая теория ВТРО*. Гелий практически нерастворим в металлах и при

повышенных температурах мигрирует к границам зерен и другим дефектам, где происходит образование газовых пузырьков. Гелий генерируется в конструкционных материалах в процессе облучения за счет (n, α) - или (γ, α) -реакций. Например, в аустенитных сталях при облучении тепловыми нейтронами гелий может образоваться из бора или из основных элементов стали (Fe, Cr, Ni и др.).

При температурах, при которых в материалах наблюдается минимальная пластичность, одним из вероятных механизмов деформации считают скольжение по границам зерен, что может вызвать появление микропор или микротрещин на границах зерен. Однако, как показывают эксперименты, в облученных образцах плотность гелиевых пузырьков на границах зерен значительно выше, чем внутри зерна, поэтому эти пузырьки закрепляют границы зерен и предотвращают их миграцию. В этом случае образование и распространение межзеренных микротрещин в процессе деформации облученных материалов будет соответствовать более низким значениям как прочности, так и пластичности.

Другой взгляд на роль гелия в высокотемпературном радиационном охрупчивании заключается в том, что основной причиной ВТРО считают *нарушение* в облученных материалах *баланса прочности тела зерна и границ зерен*, вследствие чего в них происходит преимущественное разрушение по границам зерен. Такое нарушение баланса может происходить за счет того, что внутри зерна сохраняются мелкие гелиевые пузырьки, которые обуславливают его упрочнение. Закрепление дислокаций гелиевыми пузырьками было подтверждено экспериментально с помощью электронной микроскопии, что указывает на возможность матричного упрочнения. С другой стороны, упрочнение зерна может произойти в результате подавления в теле зерна в присутствии гелия процессов полигонизации и рекристаллизации. Облучение может также стимулировать процессы перераспределения примесных элементов и образование зернограницных сегрегаций и выделений. В результате этого изменяется соотношение прочности матрицы и границ зерен, и склонность к хрупкому разрушению по границам зерен в интервале температур 500–800 °С возрастает. К недостаткам данного механизма можно отнести тот факт, что послерадиационный высокотемпературный отжиг не приводит к полному или существенному восстановлению пластичности облученных материалов, хотя образующиеся в процессе облучения карбиды и интерметаллиды после отжига должны полностью растворяться.

Следует подчеркнуть, что одна из основных черт ВТРО — *интеркристаллитное разрушение материала*, и основную роль при этом играет деформация по границам зерен. Такая деформация не будет протекать в случае, когда прочность зерна заметно выше прочности материала

приграничных зон и поэтому процессы, разупрочняющие зерна или упрочняющие их границы, будут способствовать снижению эффекта ВТРО. Поэтому в высокотемпературном радиационном охрупчивании значительную роль играют процессы, которые путем изменения структуры, свойств и химического состава границ зерен могут вызвать снижение способности материала зернограницному деформированию.

Зависимость ВТРО от условий облучения. Анализ экспериментальных данных не позволяет выявить существенного влияния температуры облучения на высокотемпературное радиационное охрупчивание. Склонность конструкционных материалов к ВТРО слабо зависит от температуры облучения в интервале до 500 °С. При более высоких температурах облучения и эквивалентных флюенсах отмечали большее охрупчивание, что, вероятно, обусловлено совместным влиянием выделения вторых фаз, усиленного облучением, и образования большого количества гелиевых пузырьков на границах зерен вследствие большой подвижности атомов гелия при таких температурах.

Эффект высокотемпературного радиационного охрупчивания проявляется после облучения материалов до так называемой *пороговой дозы* (флюенса), которая зависит от химического состава материала, типа его кристаллической решетки, размера зерен, исходной механико-термической обработки и свойств облучаемого материала, энергии нейтронов. Пороговый флюенс, например, для никеля равен 10^{17} – 10^{18} нейтр/см², а для аустенитных коррозионно-стойких сталей – 10^{20} – 10^{21} нейтр/см². С увеличением флюенса нейтронов пластичность материалов уменьшается.

Усиление степени охрупчивания с увеличением дозы облучения, как правило, связывают с возрастанием содержания гелия, а также проявлением процессов радиационно-усиленной диффузии и радиационно-индуцированной сегрегации при больших дозах. Увеличение дозы облучения смещает также температуру начала явления ВТРО в сторону более низких температур. Так, в образцах из стали X16H15M3Б, облученных флюенсом $1 \cdot 10^{20}$ нейтр/см², ВТРО проявляется при температуре 850 °С, а до флюенса $2,5 \cdot 10^{22}$ нейтр/см² – при $T = 600$ °С.

На ВТРО существенное влияние оказывает энергетический спектр нейтронов. В частности, экспериментально установлено, что экранирование потока тепловых нейтронов в реакторе с помощью кадмиевого экрана позволяет избежать высокотемпературного охрупчивания сталей типа X20H15 и SS316, тогда как в контрольных образцах, облученных в этом же эксперименте без экрана, обнаружили ВТРО, начиная с температуры 650 °С при флюенсе нейтронов $2 \cdot 10^{19}$ нейтр/см². Данный эффект объясняется тем, что при облучении материалов, содержащих никель, в реакторе с тепловым спектром нейтронов накапливается гораздо больше

гелия, чем в реакторе на быстрых нейтронах. Хотя реакция на быстрых нейтронах также рассматривается как источник гелия, но гораздо больше гелия образуется за счет двухстадийных реакций на тепловых нейтронах $\text{Ni}_{58} + n \rightarrow \text{Ni}_{59} + \gamma$ и $\text{Ni}_{59} + n \rightarrow \text{Fe}_{56} + \alpha$, поэтому спектр нейтронов оказывает существенное влияние на охрупчивание материалов, содержащих никель.

Результаты многочисленных исследований показали, что ферритные стали менее склонны к ВТРО, чем аустенитные стали и никелевые сплавы. Это указывает на тот факт, что наличие гелия в материалах еще не является достаточным условием его склонности к высокотемпературному охрупчиванию. Важную роль играет еще тип кристаллической решетки. Например, в двухфазных ферритно-мартенситных сталях ВТРО наблюдается лишь при температурах выше температуры α - γ превращения, а в однофазной ферритной области те же стали не проявляют склонности к ВТРО.

Все эксперименты по изучению влияния размера зерен на ВТРО свидетельствуют о том, что охрупчивание усиливается с ростом размера зерен. Такой эффект можно было ожидать из геометрических соображений. При измельчении зерен общая протяженность их границ значительно возрастает, что уменьшает относительную концентрацию гелиевых пузырьков на границах и должно способствовать уменьшению склонности материала к ВТРО. Однако следует учитывать факт, что при сильном измельчении зерен расстояние, необходимое для выхода пузырьков гелия на границы, резко сокращается и увеличенное число пузырьков будет достигать границ зерен за более короткое время. По-видимому, положительное влияние на снижение охрупчивания при измельчении зерен оказывает совокупность факторов, одним из которых является высокая скорость миграции границ зерен в материале с очень мелким зерном.

Прослеживается определенное влияние легирующих элементов на ВТРО. Как отмечалось ранее, увеличение содержания никеля, а также марганца в хромоникелевых и хромоникелемарганцевых сталях аустенитного класса усиливает ВТРО при эквивалентных условиях облучения. Учитывая, что в ядерных реакциях на атомах марганца образуется значительно меньше гелия, чем в реакциях на никеле, то влияние марганца на ВТРО нельзя связать только с образованием гелия в облученных материалах: следует учитывать и структурный фактор, так как с увеличением содержания марганца в сплаве повышается склонность к межкристаллитному разрушению сталей и без облучения. Не исключено также, что особенности, обусловленные введением никеля, связаны с более высокой энергией дефектов упаковки. Легирование аустенитных коррозионно-стойких сталей молибденом, вольфрамом, ниобием и титаном способствуют уменьшению склонности стали к ВТРО и сдвигают температурный интервал проявления хрупкости к более высоким температурам.

Добавки в аустенитную сталь бора могут оказывать двойственное влияние. С одной стороны, бор способствует усилению ВТРО из-за образования гелия по (n, α) -реакции, а с другой — улучшает межзеренную прочность при высоких температурах и, следовательно, уменьшает склонность к ВТРО. Экспериментально установлено, что при концентрациях бора в стали, изменяющейся в интервале от 0,001 до 0,01 мас. %, проявляется его положительная роль в уменьшении склонности к ВТРО.

Способы уменьшения ВТРО. Несмотря на то что склонность к ВТРО наблюдалась практически у всех материалов, экспериментальные исследования позволяют сделать заключение, что путем соответствующего легирования и термообработки можно добиться снижения (если не полного подавления) охрупчивания. Возможны несколько металлургических способов уменьшения высокотемпературного охрупчивания.

1. Использование легирующих компонентов, обладающих малым сечением (n, α) -реакций (в частности, уменьшение в сплавах содержания Ni, В и т. п.).

2. Уменьшение размера зерен облучаемого материала.

3. Увеличение сопротивления разрушению по границам зерен путем легирования добавками, упрочняющими границы зерен.

4. Создание на границах зерен выделений, препятствующих проскальзыванию по границам зерен и образованию на них трещин.

5. Образование в матрице выделений, захватывающих атомы гелия, чтобы уменьшить выход гелия на границы зерен. Роль таких центров могут играть вторичные карбидные или интерметаллидные фазы. Равномерность распада и развитая поверхность межфазных границ способствуют закреплению гелия в местах предвыделений и обособления вторичных карбидных и интерметаллидных фаз. Вследствие этого замедляются как процессы миграции гелия к границам зерен, так и его коагуляция внутри них.

6. Введение в матрицу дислокаций с концентрацией, которая обеспечивала бы эффективный захват атомов гелия.

Ползучесть

Если к материалу приложить растягивающее напряжение, не превышающее предела текучести материала, то при высоких температурах материал начнет деформироваться. Такая пластическая деформация часто называется *ползучестью* материала. Она не обусловлена процессами скольжения дислокаций. За нее ответственны процессы диффузии, происходящие в напряженном кристалле. В кристалле можно создать разность концентраций вакансий, если вследствие приложенного внешнего напряжения энергия образований термических вакансий и хими-

ческий потенциал атомов в различных точках образца различны. В этом случае возникает диффузионный поток вакансий, или, что означает то же самое, встречный поток атомов. Этот массоперенос приводит к необратимому изменению формы тела, то есть к пластической деформации. Естественно, что все это возможно только при высоких температурах, активизирующих процессы миграции.

Имеющиеся в реальных кристаллах дислокации служат не только стоками, но и источниками вакансий, так что диффузионный путь при наличии дислокаций сокращается и определяется не размером кристалла, а гораздо меньшим расстоянием между дислокациями разной ориентации.

Сами дислокации, взаимодействуя с вакансиями, также перемещаются (переползают).

Возможен и обратный процесс — отрыв вакансии от края экстраплоскости, или, что то же, присоединение к нему атома из узла решетки, который становится вакантным. Относительная частота актов присоединения и отрыва вакансий зависит от того, какова плотность вакансий — выше или ниже термодинамически равновесной. В равновесии эти частоты равны.

Локальный избыток вакансий создается у торцевых поверхностей растягиваемого кристалла. Если в нем имеются дислокации, то устанавливаются, как уже говорилось выше, диффузионные потоки вакансий не между гранями кристалла, а между соседними дислокациями, ориентированными так, чтобы кристалл удлинялся, когда они обмениваются вакансиями.

Конструкционные узлы и детали современных ядерных энергетических установок находятся в напряженном состоянии и при этом работают при повышенных температурах. Поэтому одна из главных причин изменения их размеров наряду с распуханием — ползучесть, которая значительно усиливается под облучением. Оказалось, что для большинства материалов скорость *радиационной ползучести* значительно выше, чем скорость термической ползучести.

В общем случае процесс радиационной ползучести характеризуется тремя стадиями (рис. 40): I — неустановившаяся ползучесть (скорость ползучести уменьшается со временем), II — установившаяся ползучесть (скорость постоянна), III — разрушающая (ускоренная) ползучесть (скорость резко возрастает, разрушение материала).

Скорость радиационной ползучести и ее вклад в общую деформацию зависят

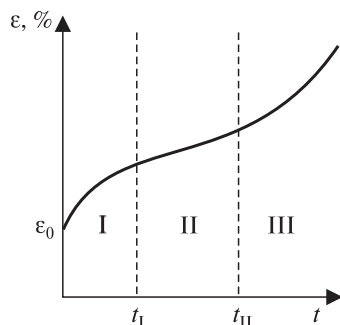


Рис. 40. Общий вид кривой ползучести (ε_0 — мгновенная деформация)

от многих факторов, и прежде всего от условий облучения (плотности потока, продолжительности облучения, приложенного напряжения, температуры).

Типичные кривые ползучести для алюминия и циркониевого сплава циркалой-2 приведены на рис. 41, а, б. Как видно на рисунках, при указанных условиях испытания вклад чисто термической ползучести (кривые 2) незначителен. На кривых, полученных в процессе облучения, имеется ярко выраженная переходная стадия, на которой скорость деформации монотонно уменьшается со временем. За переходной стадией наблюдается установившаяся стадия, где скорость деформации постоянна.

Продолжительность переходного периода зависит от химического состава и свойств облучаемого материала, причем для чистых металлов она значительно короче, чем для их сплавов. Продолжительность переходного периода обратно пропорциональна скорости создания повреждений и для данного материала заканчивается при одинаковых уровнях повреждения или флюенсах нейтронов вне зависимости от флакса бомбардирующих частиц.

На установившейся стадии накопление деформации в зависимости от флюенса происходит вначале по линейному закону. Однако при более высоких степенях повреждений (флюенсах выше 10^{22} нейтр/см²) радиационная ползучесть сталей отклоняется от линейной зависимости и может быть описана степенной функцией с показателем степени, превышающим единицу.

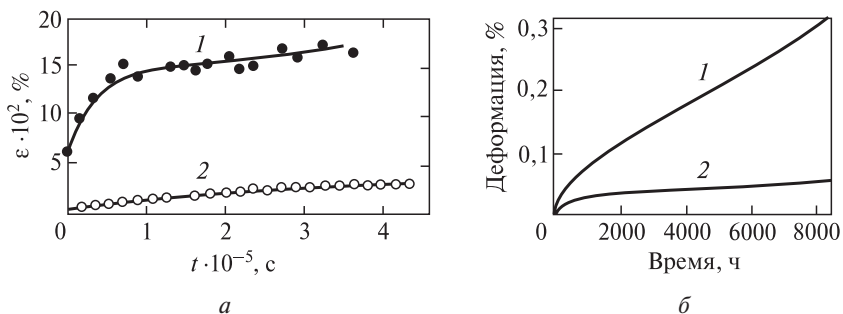


Рис. 41. Кривые ползучести:

- а — алюминия при напряжении 17 МПа, и температуре 160 °С:
 1 — в процессе реакторного облучения ($\Phi_n = 1,38 \cdot 10^{14}$ нейтр/(см² · с)),
 2 — необлученные образцы;
- б — сплава циркалой-2 при напряжении 110,3 МПа, температуре 300 °С, и плотности потока $2,4 \cdot 10^{13}$ нейтр/(см² · с):
 1 — внутриреакторной, 2 — вне реакторной

Деформация и скорость ползучести материалов под облучением в значительной степени зависят от температуры испытания. Это может быть обусловлено изменением подвижности радиационных дефектов и их эволюцией, а также изменением вклада термической ползучести в общую деформацию. На рис. 42 представлены зависимости термической и внутриреакторной ползучести образцов стали SS316 от обратной температуры.

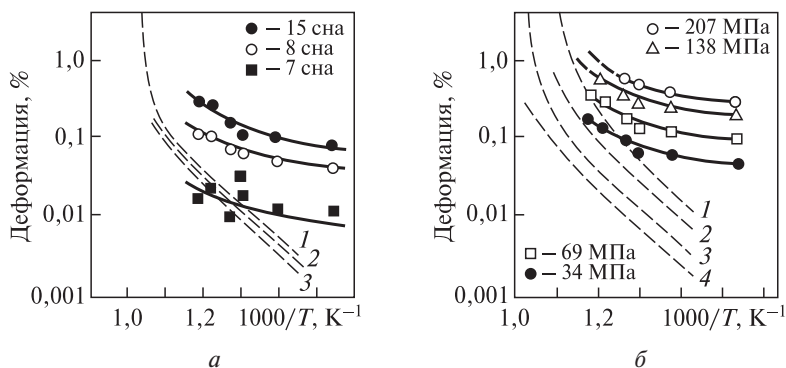


Рис. 42. Температурные зависимости внутриреакторной (сплошные линии) и термической (пунктирные линии) ползучести стали SS316 при напряжении 70 МПа и различных уровнях повреждения (а) и при уровне повреждения равном 15 сна и разных напряжениях (б)

При температуре ниже $0,45T_{пл}$ внутриреакторная деформация стали в основном обусловлена радиационной ползучестью. При этом для всех изученных условий испытаний (значений степени повреждаемости и приложенных напряжений) прослеживается тенденция к возрастанию радиационной ползучести с повышением температуры, однако она изменяется в существенно меньшей степени, чем термическая ползучесть. Увеличение степени повреждаемости (флюенса нейтронов) и величины напряжения, повышая уровень деформации, практически не оказывает влияния на ход кривых зависимости ползучести от температуры. В области температур около $0,5T_{пл}$ и выше превалирующей является термическая компонента ползучести.

Кратко остановимся на теоретических моделях, объясняющих *радиационно-ускоренную ползучесть*. Часто радиационная ползучесть реализуется в результате стимулированного напряжением движения дислокаций, включающего консервативную и неконсервативную составляющие. Оказалось, что облучение оказывает влияние на ту и другую составляющие. С одной стороны, кластеры, микропоры и дислокационные петли, образующиеся в процессе облучения, становятся барьерами на пути скольз-

ящих дислокаций и тем самым замедляют процесс деформации. С другой стороны, создаваемые в большом количестве радиационно-индуцированные точечные дефекты способствуют переползанию краевых дислокаций и, следовательно, ускоряют процесс деформации под напряжением. Последний эффект чаще всего является более существенным, именно поэтому под воздействием облучения скорость ползучести возрастает.

В соответствии со сказанным большая часть теоретических моделей радиационной ползучести включает в себя процессы переползания дислокаций в результате поглощения ими точечных дефектов.

В поле внешнего напряжения появляется дополнительное взаимодействие дислокаций с точечными дефектами, обусловленное разницей упругих констант матрицы и точечных дефектов, так называемый *модульный эффект*. В результате дислокации, по-разному ориентированные по отношению к нагрузке, неодинаковым образом поглощают точечные дефекты, что приводит к различию их скоростей переползания и в конечном счете к *направленной деформации*.

Коррозионное растрескивание под напряжением

По сравнению с действием кислорода роль облучения на коррозию кажется несущественной [8]. Однако имеются примеры, когда действие облучения является резко доминирующим. Например, сплав системы Zr – Fe – Ni, который во вне реакторных условиях проявляет явное преимущество по сравнению со сплавами Э110, Э125 и циркалой-4, но в условиях облучения его окисление оказывается катастрофически быстрым.

Потенциал коррозии чувствителен к содержанию кислорода: увеличение содержания кислорода приводит к повышенному потенциалу коррозии [10].

Облучение усиливает коррозию практически всех сплавов циркония. Единственный сплав, для которого отмечено положительное влияние облучения, по крайней мере в начальной стадии, — сплав Zr – 2,5 % Nb, особенно в состоянии после закалки и отпуска. Этот эффект можно объяснить тем, что облучение стимулирует более глубокий распад α (или α')-фазы, приводя к ее большему, чем без облучения, обеднению ниобием. Механизм воздействия облучения на коррозию Zr недостаточно ясен. Существует два аспекта действия облучения. С одной стороны, создание дефектов в оксидной пленке, способствующих транспорту кислорода из теплоносителя к поверхности металла. С другой стороны, облучение путем радиолитического распада теплоносителя вызывает усиление взаимодействия последнего с Zr как за счет повышения концентрации атомарного кислорода, так и в особенности за счет образования неустойчивых радикалов HO_2 и O_2^+ .

Коррозия оболочек твэлов может происходить не только со стороны теплоносителя, но и со стороны топлива вследствие взаимодействия материала оболочки с топливом и продуктами его деления. Коррозия оболочек твэлов при воздействии топлива характеризуется явлением растрескивания и разрушения оболочек со стороны внутренней поверхности. Она усугубляется не только более высокой температурой внутренней поверхности оболочки, но и воздействием химически активной среды, содержащей продукты деления ядерного топлива: I, Cs, Cd, Te и др. Некоторые из продуктов (Cs) образуют на внутренней поверхности оболочек хрупкие диффузионные пояски, облегчая тем самым образование трещин. Наиболее опасным является йод, вызывающий коррозионное растрескивание под напряжением (КРН). Йод мигрирует в паровой фазе в виде соединения CsI. Связанный в соединение, йод не так агрессивен по отношению к цирконию. Однако под действием γ -облучения CsI диссоциирует, выделяя свободный йод, который, как установлено, концентрируется в дефектах оболочек, вызывая растрескивание. Другим наиболее активным элементом, вызывающим коррозионное растрескивание, является кадмий.

При КРН трещина зарождается, как правило, в вершине дефекта и распространяется перпендикулярно направлению растягивающих напряжений. Схема механизма разрушения циркониевой оболочки твэла в результате взаимодействия между таблетками топлива и оболочкой приведена на рис. 43. Вначале трещина развивается с постоянной скоростью, а затем скорость лавинообразно возрастает.

На склонность к КРН оказывает влияние состав и состояние сплава. Упрочненные за счет облучения сплавы более склонны к КРН, чем рекристаллизованные. На КРН могут оказывать влияние остаточные напряжения.

Для борьбы с КРН при взаимодействии с продуктами деления используют различные способы. Например, применение покрытий, предотвращающих доступ йода к поверхности циркония. Это могут быть слой меди толщиной 5–10 мкм или специальные смазки, содержащие графит.

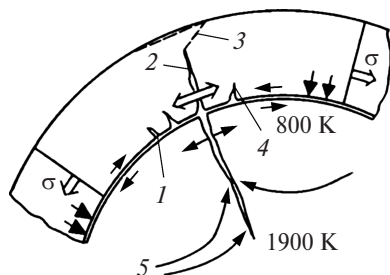


Рис. 43. Схема разрушения оболочки твэла из циркониевого сплава в результате взаимодействия с топливными таблетками:

- 1 – образование зародыша трещины на свежей поверхности;
- 2 – распространение трещины;
- 3 – конечное пластическое разрушение;
- 4 – раскрытие зародыша трещины в результате коррозионного растрескивания;
- 5 – выделение охрупчивающих продуктов деления

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ионно-лучевая обработка металлов, сплавов и керамических материалов / А. В. Белый [и др.]. Минск, 1998.
2. *Воеводин, В. Н.* Эволюция структурно-фазового состояния и радиационная стойкость конструкционных материалов / В. Н. Воеводин, И. М. Неклюдов. Киев, 2006.
3. *Достанко, А. П.* Модификация поверхности твердых тел в неравновесной газоразрядной плазме / А. П. Достанко, М. Н. Босяков, С. А. Кухарев. Минск, 1996.
4. *Зеленский, В. Ф.* Радиационные дефекты и набухание металлов / В. Ф. Зеленский, И. М. Неклюдов, Т. П. Черняева. Киев, 1988.
5. Пространственные распределения энергии, выделенной в каскаде атомных столкновений в твердых телах / А. Ф. Буренков [и др.]. М., 1985.
6. Таблицы параметров пространственного распределения ионно-имплантированных примесей / А. Ф. Буренков [и др.]. Минск, 1980.
7. *Углов, В. В.* Радиационные процессы и явления в твердых телах / В. В. Углов. — Минск, 2016.
8. Физическое материаловедение : в 7 т. / под ред. Б. А. Калина. М., 2008. Т. 4 : Физические основы прочности. Радиационная физика твердого тела. Компьютерное моделирование.
9. Эффекты дальнего действия в ионно-имплантированных металлических материалах / А. Н. Диденко [и др.]. Томск, 2004.
10. *Was, G. S.* Fundamentals of Radiation Materials Science. Metals and Alloys / G. S. Was. Second edition. Berlin Heidelberg, 2017.
11. *Аброян, И. А.* Физические основы электронной и ионной технологии : учеб. пособие / И. А. Аброян, А. Н. Андронов, А. И. Титов. М., 1984.
12. *Бойко, В. И.* Введение в физику взаимодействия сильноточных пучков заряженных частиц с веществом / В. И. Бойко, В. В. Евстигнеев. М., 1988.
13. *Домкус, А. П.* Механические напряжения в имплантированных твердых телах / А. П. Домкус, Л. Пранявичус. Вильнюс, 1990.
14. *Келли, Б.* Радиационное повреждение твердых тел / Б. Келли. М., 1970.
15. *Кирсанов, В. В.* Процессы радиационного дефектообразования в металле / В. В. Кирсанов, А. Л. Суворов, Ю. В. Трушин. М., 1985.
16. *Комаров, Ф. Ф.* Ионная и фотонная обработка материалов : учеб. пособие / Ф. Ф. Комаров. Минск, 1998.

17. *Комаров, Ф. Ф.* Ионная имплантация / *Ф. Ф. Комаров, А. П. Новиков, А. Ф. Буренков.* Минск, 1994.
18. *Комаров, Ф. Ф.* Ионная имплантация в металлы / *Ф. Ф. Комаров.* М., 1990.
19. Перспективные радиационно-пучковые технологии обработки материалов / *В. А. Грибков [и др.] ; под общ. ред. Б. А. Калина.* М., 2001.
20. Фазовые превращения при облучении / под ред. *Ф. Нолфи.* Челябинск, 1989.
21. *Черемской, Г. П.* Поры в твердом теле / *П. Г. Черемской, В. В. Следов, В. И. Бетехтин.* М., 1990.
22. *Шалаев, А. М.* Радиационно-стимулированное изменение электронной структуры / *А. М. Шалаев, А. А. Адаменко.* М., 1977.

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	3
ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ И СОКРАЩЕНИЙ	5
Глава 1. РАДИАЦИОННО-УСКОРЕННАЯ ДИФФУЗИЯ.....	7
Диффузия как процесс случайных блужданий	8
Радиационно-стимулированная диффузия	9
Глава 2. РАДИАЦИОННО-ИНДУЦИРОВАННАЯ СЕГРЕГАЦИЯ ...	17
Механизмы сегрегации.....	18
Комплексы типа растворенный атом — собственный междоузельный атом.....	21
Влияние размера растворенного атома	22
Влияние температуры	23
Влияние скорости набора дозы	24
Радиационно-индуцированная сегрегация в тройных сплавах	25
Глава 3. ФАЗОВАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ ПОД ОБЛУЧЕНИЕМ	31
Аустенитные стали	36
Ферритные стали	41
Дисперсно-упрочненные стали.....	42
Механизмы эволюции выделений вторых фаз	44
Глава 4. РАСПУХАНИЕ И ПОРООБРАЗОВАНИЕ	46
Зависимость набухания от температуры облучения	47
Зависимость набухания от дозы	49
Зависимость набухания от скорости повреждения.....	52
Влияние структуры первичных радиационных повреждений на набухание материалов	52
Влияние кристаллического строения металлов на порообразование	54
Роль дислокационной структуры в порообразовании	54
Влияние двумерных протяженных дефектов на порообразование в материалах	56
Влияние напряжений на набухание материалов	56
Роль нестационарных полей температуры и радиации в развитии пористости.....	57
Влияние газов на порообразование в материалах	58
Форма и упорядочение пор	60
Методы уменьшения набухания.....	61

Радиационный рост твердых тел	62
Радиационный рост конструкционных материалов	70
Глава 5. МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА	74
Динамические и статические напряжения	74
Остаточные напряжения	76
Радиационное упрочнение и охрупчивание	82
Флюенс облучения и тип бомбардирующих частиц.....	83
Низкотемпературное радиационное охрупчивание	85
Высокотемпературное радиационное охрупчивание	86
Ползучесть.....	90
Коррозионное растрескивание под напряжением	94
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК	96

Учебное издание

Углов Владимир Васильевич

РАДИАЦИОННОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ

Пособие

Ответственный за выпуск *Т. М. Турчиняк*

Художник обложки *Т. Ю. Таран*

Технический редактор *Л. В. Жаборова*

Компьютерная верстка *О. Ю. Шантарович*

Корректор *Д. И. Беззубенко*

Подписано в печать 30.09.2019. Формат 60×84/16. Бумага офсетная.

Печать цифровая. Усл. печ. л. 5,58. Уч.-изд. л. 5,94.

Тираж 70 экз. Заказ 673.

Белорусский государственный университет.

Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя,
распространителя печатных изданий № 1/270 от 03.04.2014.

Пр. Независимости, 4, 220030, Минск.

Республиканское унитарное предприятие

«Издательский центр Белорусского государственного университета».

Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя,
распространителя печатных изданий № 2/63 от 19.03.2014.

Ул. Красноармейская, 6, 220030, Минск.