

Государственная корпорация по атомной энергии «Росатом»
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
имени А.И.ЛЕЙПУНСКОГО

ФЭИ –3286

В. А. Соловьёв, В. П. Тарасиков

**РОЛЬ ТЕРМИЧЕСКИХ ПИКОВ
(ОБЛАСТЕЙ ЛОКАЛЬНОГО ПЛАВЛЕНИЯ)
В РАДИАЦИОННОМ РАСПУХАНИИ МЕТАЛЛОВ**

Обнинск - 2019

В.А. Соловьёв, В.П. Тарасиков

Роль термических пиков (областей локального плавления) в радиационном распухании металлов

Препринт ФЭИ-3286. — Обнинск: ГНЦ РФ-ФЭИ, 2019. — 31 с.

Предлагается модель радиационного распухания металлов, которая основана на представлении об образовании локальных областей плавления в матрице твёрдого тела и имеющихся экспериментальных и теоретических данных.

При нейтронном облучении нейтрон, упруго взаимодействуя с атомом конструкционного материала, передаёт ему часть энергии, образуя так называемый первично выбитый атом (ПВА). Этот атом, обладая большой энергией, полученной от нейтрона, передает её своим соседям в результате каскада соударений. В процессе соударений происходит переход кинетической энергии в тепловую, в результате чего происходит разогрев атомов каскадной области и переход части атомов в жидкое состояние. Увеличение объёма каскадной области, связанное с расширением при разогреве и плавлении, происходящее в короткое время, равносильно микровзрыву. Микровзрыв приводит к деформации окружающей матрицы. В результате закалки на месте каскада (микровзрыва) остаётся пора или область разрыхления, а в окружающей пору области — дислокации, полученные в результате деформации.

Ключевые слова: нейтронное облучение, первично выбитый атом, каскад соударений, термический пик, радиационное распухание, микровзрыв, пик смещения, пора, вакансия, междоузельный атом, разрушение.

A model of radiation swelling of metals is proposed, which is based on the idea of the formation of local melting regions in the solid matrix and the available experimental and theoretical data.

After neutron irradiation, the neutron interacting elastically with an atom of the material of construction, gives him some of the energy, forming the so-called primary knocked atom (PKA). This atom, having a large energy obtained from the neutron, transmits it to its neighbors as a result of a cascade of collisions. In the process of collisions there is a transition of kinetic energy into thermal energy, as a result of which there is a heating of atoms of the cascade region and the transition of a part of atoms into a liquid state. The increase in the volume of the cascade area associated with expansion during heating and melting, which occurs in a short time, is equivalent to a micro explosion. Micro explosion causes deformation of the surrounding matrix. In the result of hardening on the place stage (micro explosion) remains a pore or breaking up the area and in the surrounding pore region of the dislocation resulting deformation.

Введение

Рост атомной энергетики, а также развитие работ в области термоядерного синтеза, делают радиационное материаловедение одним из важнейших разделов современной физики твёрдого тела. Хотя в этой области исследований накоплен обширный экспериментальный материал, изучение изменений физических свойств твёрдых тел под облучением в результате их структурной перестройки (радиационных повреждений) продолжает преподносить сюрпризы. Были экспериментально обнаружены и начали интенсивно изучаться такие явления, как радиационная аморфизация, радиационное охрупчивание, радиационное распухание неделящихся металлов и сплавов, радиационное упрочнение, радиационно-стимулированная диффузия, сегрегация примесей и др. [1].

Экспериментальные исследования в этой области продолжают развиваться, причём в связи с намечающимся в будущем более широким использованием реакторов на быстрых нейтронах особый интерес приобретает изучение поведения твёрдых тел в условиях высоких доз и потоков нейтронов (до 10^{20} н/м²·с). Работы же в области термоядерного синтеза делают весьма актуальным изучение влияния на свойства твёрдых тел потоков нейтронов более высоких энергий ($E \approx 6\text{--}14$ МэВ).

Естественно поэтому, что прогнозирование поведения материалов в этих условиях требует создания достаточно полной теории радиационных повреждений. Хотя такого рода теории начали развиваться на заре атомной энергетики, сколько-нибудь завершённой картины всего комплекса физических явлений в твёрдых телах, возникающих при воздействии на них высоких потоков ядерных частиц, в настоящее время не существует.

Первые попытки качественного объяснения процессов, происходящих при попадании бомбардирующей частицы в кристалл, предпринимались давно, и здесь прежде всего следует отметить работу Вигнера 1942 г. Попытки аналитически описать различные стадии развития радиационных повреждений предпринимались и предпринимаются до сих пор. Естественно, что в силу ряда причин их возможности весьма ограничены. Создание же точной количественной теории столкнулось с целым рядом трудностей, главная из которых связана с тем, что при попытке описать развитие радиационного повреждения в кристалле исследователь сталкивается с проблемой многих тел.

В настоящее время основой расчёта радиационных повреждений конструкционных материалов, подвергнутых нейтронному облучению, является NRT-стандарт [2, 3], представляющий собой модифицированную модель каскада Кинчина — Пиза [4]. Причиной отсутствия физически обоснованного алгоритма расчёта является необычайная сложность процессов, протекающих при возникновении каскадной области повреждений и практически полное отсутствие экспериментальных результатов, относящихся к начальным стадиям каскада [5].

Более успешным оказалось недавно возникшее направление машинного моделирования. По-видимому, именно с этим направлением в настоящее время следует связывать надежды на построение достаточно полной физической картины радиационных повреждений в твёрдых телах.

Фундаментальной работой, фактически основавшей направление машинного моделирования радиационных повреждений, явилась работа, выполненная в Брукхейвенской лаборатории США Виньярдом и его сотрудниками [6]. В этой работе была предложена первая машинная модель динамики радиационного повреждения. В настоящее время моделирование с помощью ЭВМ проникло во все основные задачи радиационной физики, и с помощью машинных моделей исследован довольно широкий круг физических явлений [1].

Расчёты на ЭВМ с помощью построенного и отработанного алгоритма в известном смысле напоминают экспериментальные исследования, так что недаром в последнее время появился термин «машинный эксперимент». В то же время хотелось бы подчеркнуть, что при постановке «машинного эксперимента», как и при создании новой теории, очень важным является не только фантазия и физическая интуиция, но также и умение отбросить все второстепенные факторы. ЭВМ пока что ещё не являются всемогущими!

Попробуем рассмотреть существующие представления о влиянии радиации на свойства и набухание материалов.

Развитие представлений о начальных стадиях образования радиационных повреждений

Теория радиационных повреждений, вызываемых облучением быстрыми частицами, интенсивно развивается. Первые представления по этому вопросу были даны Бором [7; 8], а позднее развиты Зейтцем [9; 10].

Зейтц описал [11] состояние теории, рассматривающей дефекты решетки твёрдого тела, вызванные облучением. В соответствии с теорией в металлах различаются нарушения двух видов:

- 1) парные дефекты Френкеля, или внедрения и вакансии, и
- 2) изменения структуры в результате локального резкого повышения температуры.

Предполагается [11], что каждый атом, получивший энергию больше, чем энергетический барьер, преодоление которого необходимо для смещения атома из узла решетки, будет далее существовать как внедрённый атом, а его место останется свободным и будет являться вакансией. На основе этого предположения Зейтц [9] рассчитал число дефектов Френкеля, которое может образоваться в металле при облучении. Предполагалось также, что возникновение резких локальных повышений температуры может вызвать эффекты, природа которых аналогична местному нагреву и закалке металла.

Дефекты Френкеля, образованные данным первично выбитым атомом, должны получаться в области резкого температурного максимума. Следовательно, сделанное выше предположение относительно внедрений и вакансий должно быть уточнено предположением, что время существования температурного максимума слишком мало, чтобы успевали заметно протекать процессы отжига, устраняющие дефекты Френкеля [12].

Бринкмэн выдвинул идею «пиков смещения» [12]. Она кратко сводится к следующему [13]. Если первичный атом, получивший импульс, замедляется

настолько, что его свободный пробег становится равным одному межатомному расстоянию, то, как полагает Бринкман, его остаточная энергия быстро перераспределяется между многими соседними атомами. Поскольку работа разрыва связей значительно меньше той, которая приобретается большинством атомов, они разлетаются, внедряясь в промежутки между атомами слоя, окружающего место торможения первичной частицы, оставляя в центре зону разрыхления. В какой-то момент такую область нарушения можно условно считать находящейся в газообразном или жидком состоянии, она в дальнейшем кристаллизуется, но с перемешиванием всех атомов, находящихся в этой области. Все атомы будут смещены из ранее занимавшихся ими положений и будут занимать новые места. Отсюда и название — пик смещения (displacement spike).

В результате выделения за короткий промежуток времени весьма большого количества энергии температура в области пика смещения резко возрастает. Вещество оказывается в состоянии, напоминающем критическое. Атомы этой области перемешиваются и при последующей кристаллизации оказываются смещёнными, занимающими чужие места. Разумеется, в этой области не могут сохраниться первичные дефекты — вакансии и промежуточные атомы. Охлаждение и затвердевание происходит также весьма быстро. Бринкман предполагает, что кристаллизация восстанавливает прежнюю решетку, так как окружающий расплавленный кристалл является направляющим центром кристаллизации.

Согласно [14], первичным эффектом повреждения кристаллической решетки является передача одному из атомов достаточно большой кинетической энергии и одновременно дополнительной энергии системе свободных и связующих электронов. Возбуждённый атом (получивший дополнительную кинетическую энергию) движется сквозь решетку, расталкивая атомы и оставляя за собой след — область повреждения, которая состоит из смещённых атомов, окруженных облаком возбуждённых электронов. Таким образом, одним из результатов первичного эффекта взаимодействия радиоактивного излучения с веществом является образование вакантных мест в решетке и междоузельных атомов. Другими словами, образуются парные дефекты Френкеля, количество и распределение которых зависит от атомного номера облучаемого вещества, вида и энергии радиационных снарядов и плотности потока радиоактивного излучения.

Вторичным эффектом облучения, который приводит к наблюдаемым на практике радиационным дефектам определённой конфигурации, является движение и ассоциация точечных дефектов типа Френкеля. Этот процесс зависит от реальной структуры кристаллов (нарушений кристаллической решетки, системы дислокаций, примесей и т. п.) и энергии, переданной системе свободных и связующих электронов.

С этой точки зрения нет никакой разницы в воздействии на вещество, например, быстрых нейтронов и гамма-лучей. Оба вида излучений воздействуют на весь объём исследуемого материала, так как проникающая способность и тех и других достаточно велика.

Является популярной тепловая трактовка пиков смещения. Предполагается, что состояние вещества в этой области можно представить себе как состояние высокого нагрева, сопровождающееся плавлением под высоким давлением с по-

следующей кристаллизацией. Чтобы явление можно было определить как тепловой удар необходимо, чтобы длительность события, определяемая отводом тепла через теплопроводность среды, существенно превышала время одного атомного колебания. Расчёт [15] показывает, что время существования такого теплового импульса равно приблизительно $(1,0—2,0) \cdot 10^{-12}$ с. Эта величина превышает время одного атомного колебания всего лишь в десять раз. Поэтому можно усомниться в законности тепловой трактовки. Альтернативным являлось бы распространение энергии соударения не в виде статистической передачи тепловых колебаний от атома к атому, а в виде распространяющейся ударной волны.

Если бомбардирующая частица имеет очень большую энергию, то либо атом отдачи, либо сама падающая частица может участвовать в дальнейших столкновениях с энергией, достаточной для выбивания атомов из равновесных положений [16]. Если сечение для таких столкновений велико, то очень большое число атомов может быть смещено в малом объёме. В этом случае может оказаться неуместным рассматривать нарушения с точки зрения отдельных вакансий или внедрённых атомов, и может быть более целесообразным рассматривать такое нарушение как эффект, эквивалентный освобождению большого количества энергии в малом объёме с мгновенным повышением температуры в этом объёме до очень высоких значений. Такое местное выделение значительных количеств энергии часто называют «термическим пиком» (thermal spike).

Существующие представления о радиационном распухании

Явление образования пор в металлах и сплавах в потоке частиц (быстрые нейтроны, ионы и электроны), способных генерировать в материалах вакансии и междоузельные атомы, неоднократно привлекали внимание многих учёных. Этот интерес обусловлен как проблемами, возникающими из-за распухания конструкционных материалов при проектировании промышленных быстрых и термоядерных реакторов, так и возможностью получения новых данных о радиационных дефектах в твёрдых телах. Вопросам физики радиационных пор посвящён ряд работ [17—25].

Серьёзное теоретическое изучение зарождения и роста пор в облучённых металлах начали Харкнесс и Че-Ю Ли [26]. В центре внимания исследователей по-прежнему остаются механизмы зарождения и роста пор и дислокационных петель, влияние на них многочисленных факторов (температуры облучения, упругих напряжений, примесей и состава сплавов, темпа генерации точечных дефектов, режима облучения, дисперсности частиц фазовых выделений, симметрии кристалла и многих других). Для объяснения обнаруженной высокой чувствительности явления образования пористости к перечисленным факторам было предложено много различных моделей и гипотез.

При облучении в быстрых реакторах, ионами на ускорителях и электронами в высоковольтных электронных микроскопах в металлах образуются полости, концентрация которых может достигать значений вплоть до $1,5 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$ (в молибдене [27]), а средний диаметр — 350 нм (сплав Хастеллой Х [28]). Обусловленное полостями уменьшение плотности металла может достигать величины свыше

200 % (в аустенитной нержавеющей стали 316 после облучения в высоковольтном электронном микроскопе [29]). Рост полостей сопровождается образованием и ростом дислокационных петель. Вырастая до определённых размеров, петли взаимодействуют друг с другом, образуя дислокационную сетку. К числу твёрдо установленных фактов можно отнести уменьшение концентрации и рост среднего размера полостей с повышением температуры облучения. В ГЦК-металлах образование пор происходит в интервале температур от 0,3 до 0,6 абсолютной температуры плавления $T_{пл}$, в ОЦК-металлах нижняя температурная граница радиационной пористости расположена, по-видимому, около 0,2 $T_{пл}$.

При прохождении в кристалле быстрый ион (нейтрон) в упругом столкновении с атомом мишени может передать ему свою энергию, достаточную для смещения из равновесного (узлового) положения [30]. Если этот первично выбитый атом (ПВА) обладает достаточно высокой кинетической энергией E_0 , то он на своём пути до остановки способен сместить из узлов другие атомы решетки, которые в свою очередь могут генерировать третичные смещённые атомы и т. д. Таким образом, первично выбитый атом может вызвать каскад атомных смещений. Развитие каскада заканчивается, когда все смещённые атомы замедляются настолько, что их энергия будет ниже пороговой энергии образования смещённого атома E_q . В результате образуется определённое число точечных дефектов Френкеля (вакансия + междоузельный атом).

Образование пор, с точки зрения существующих теорий, объясняется неодинаковой способностью дислокаций поглощать вакансии и междоузельные атомы, что вызывает преимущественное осаждение вакансий на порах, а междоузельных атомов — на дислокациях, приводя в конечном итоге к увеличению объёма кристалла — распуханию.

Скорость распухания (свелинга) определяется суммарным потоком вакансий к порам и является решением уравнения

$$\frac{dS}{d(kt)} = \frac{4\pi r_v N_v}{k} \cdot [D_v c_v - D_i c_i - D_v \bar{c}_v], \quad (1)$$

где kt — полная доза в смещениях на атом;

N_v — концентрация сферических пор радиуса r_v ;

D_v и D_i — коэффициенты диффузии вакансий и междоузельных атомов, которые имеют стационарные значения концентраций c_v и c_i ;

величина \bar{c}_v является равновесной концентрацией вакансий в непосредственной близости к порам с учётом, что поры могут испускать вакансии.

Бомбардирующие частицы достаточно высокой энергии создают в металле вакансии и междоузельные атомы в одинаковом количестве. Будучи термически подвижными в указанном выше интервале температур, оба точечных дефекта мигрируют в металле, погибая в результате взаимной рекомбинации и на различных стоках внутри материала (на порах, петлях, протяженных дислокациях и частицах фазовых выделений), на его внутренних и внешних границах (поверхности зёрен, образца). При этом одновременный рост пор и дислокационных петель междоузельных атомов возможен лишь при условии существования механизма разде-

ления этих дефектов. Для объяснения экспериментальных фактов достаточно, чтобы разность диффузионных потоков вакансий и междоузельных атомов на поры и петли составляла всего лишь несколько процентов от диффузионного потока вакансий или междоузельных атомов.

Ключевым в модели распухания является вопрос о преференсе; в кристалле существуют или образуются стоки, имеющие незначительный перевес («преференс») для междоузельных атомов. Другими словами, есть возможность пересыщения кристалла вакансиями.

В настоящее время преференс в выражении

$$\frac{dS}{d(kt)} = (1 - \eta) \cdot f(D_i; D_v; c_i; c_v; L), \quad (2)$$

где S — распухание;

kt — флюенс;

D_i и D_v — параметры диффузии междоузельных атомов и вакансий;

c_i и c_v — концентрации междоузельных атомов и вакансий;

L — параметр дислокаций, оценивается из анализа экспериментальных данных величиной 0,01, а из результатов по машинному моделированию — 0,1 и более.

В настоящее время считают, что основная причина разделения дефектов — различие поверхностей захвата вакансий и междоузельных атомов дислокациями и дислокационными петлями (существование «преференса»). Это различие обусловлено тем, что дальнедействующее упругое поле вокруг дислокации взаимодействует с междоузельным атомом сильнее, чем с вакансией. В силу этого в облучённом металле диффузионный поток междоузельных атомов на дислокации и петли больше, чем вакансий, что ведёт к появлению избыточного потока вакансий на поры. Поскольку упругие поля вокруг пор заметно слабее, чем вокруг дислокаций, считается, что различие в поверхностях захвата междоузельного атома и вакансии порой («преференс») существенно меньше. Вычисление эффективностей захвата междоузельных атомов и вакансий порами, петлями и протяженными дислокациями с учётом и без учёта приложенных к материалу напряжений предложено в работах [31—33].

Можно предположить существование другого, весьма естественного механизма разделения дефектов [25]. Междоузельный атом, присоединяясь к дислокации, дислокационной петле или поре, выделяет энергию, достаточную для рождения вакансии. Действительно, энергия образования междоузельного атома в металлах E_i^f , по-видимому, близка к $26kT_{пл}$, в то время как E_v^f — энергия образования вакансии, составляет около $6kT_{пл}$. Следовательно, в условиях облучения металла диффузионный поток междоузельных атомов на стоки может вызвать встречный поток вакансий от этих стоков. Для объяснения наблюдаемых фактов достаточно предположить, что примерно каждый сотый междоузельный атом, присоединившийся к дислокации, рождает вакансию, способную диффундировать от неё, и что такой механизм генерации вакансий идёт более эффективно на дислокациях, чем на порах. В таком предположении одновременный рост пор и дислокационных петель междоузельных атомов происходит не из-за разли-

чия в поверхностях захвата стоками точечных дефектов, а из-за генерации в металле избыточного потока вакансий на дислокациях.

Согласно подобным представлениям, вакансионные петли не должны зарождаться и расти при облучении и «насыщение» распухания металлов при высоких дозах облучения возможно лишь при исчезновении дислокаций. Отсутствие вакансионных петель дислокаций в облучённом металле, как правило, подтверждается электронно-микроскопическими наблюдениями. Однако в ряде работ [34, 35] при облучении чистого никеля ионами никеля на низкотемпературном краю распухания наблюдалась конденсация вакансий в мелкие петли, образующие при 450 °С пространственную ГЦК-решетку с периодом около 40—45 нм. Это наблюдение заставляет думать, что существующие представления о различной эффективности стоков в захвате вакансий и междоузельных атомов требуют уточнения. Что касается насыщения распухания при высоких дозах, то следует заметить, что твёрдо установленных фактов, подтверждённых независимо различными учёными, в настоящее время не существует. В ряде исследований установлено, что при высоких дозах (более 10 сна) в молибдене, вольфраме, ниобии, никеле и алюминии поры образуют пространственную решетку, период которой растёт с ростом температуры облучения. Данные о поведении плотности дислокаций с дозой облучения весьма ограничены, и поэтому нельзя сделать определённых заключений о корреляции поведения дислокаций и распухания. Существующие наблюдения говорят о том, что, несмотря на формирование решетки полостей, распухание продолжает расти из-за роста диаметра пор.

Критические замечания к существующим теориям радиационного распухания

При знакомстве с экспериментальными и теоретическими работами по радиационному распуханию создаётся впечатление, что кроме создания каскадов с образованием пар Френкеля (вакансия + внедрённый атом) быстрые нейтроны ни на что не способны. То, что согласно [16] основная часть энергии нейтрона выделяется в виде тепла, практически никем не учитывается. В то же время ещё в 1959 году в работе [36] сделаны следующие выводы:

1. В результате облучения сталей быстрыми нейтронами при температурах 70 и 500—650 °С наблюдается значительное изменение свойств сталей 1X17H2, 2X13, 30XMФ, что связано не только с «радиационным наклёпом» материала, но и с изменением микроструктуры сплавов.

2. Наблюдаемые изменения микроструктуры и свойств сталей 1X17H2, 2X13, 30XMФ после облучения при температурах 500—650 °С указывают на образование в облучаемом материале микрообъёмов с высокой температурой (аустенитная область и выше). Хотя повышенная температура в таких участках сохраняется в течение очень короткого времени, всё же имеется возможность для дальнейшей диффузии атомов, в результате чего (при последующем охлаждении материала до температуры облучения) структурное состояние таких микрообъёмов должно значительно отличаться от исходного состояния.

Многочисленные работы по машинному моделированию каскадов показывают, что значительная часть точечных дефектов не покидает каскадную область повреждений вследствие рекомбинации и образования скоплений [14, 37, 1]. Эти процессы сильно зависят от размеров и структуры каскадных областей повреждения, определяемой энергией первично выбитого атома.

Большие локальные напряжения в металле, связанные с образованием пар внедрений и вакансий, не могут долгое время сохраняться в жидкости. Область, в которой находится несколько внедрённых атомов, имеет повышенную атомную концентрацию, область же, окружающая вакансии, имеет пониженную атомную концентрацию. Поэтому внедрения и вакансии сразу после расплавления создают локальные флуктуации плотности. Если последующая закалка происходит достаточно быстро, то можно ожидать, что такие же флуктуации плотности и то же число внедрений и вакансий получится при затвердевании. Если же установится жидкое состояние, эти флуктуации плотности будут ослабляться в результате выравнивания соответствующих локальных напряжений. Если время релаксации напряжений продолжительнее, чем время пребывания металла в расплавленном состоянии, то возникшие в результате облучения парные дефекты Френкеля будут сохраняться после расплавления, если же оно короче, то их не будет. В работе [12] принято время релаксации этих напряжений порядка 10^{-12} с, так как частота колебаний атома порядка 10^{13} с⁻¹. Так как это время короче продолжительности существования области расплавления, то предполагается, что внедрения и вакансии не будут сохраняться в районе возникновения термических зон.

Следует отметить [14], что при облучении металлов и сплавов (особенно при облучении нейтронами и тяжелыми заряженными частицами) подвергаются воздействию не отдельные атомы, а группы атомов, в результате чего возникают сложные радиационные дефекты.

Нарушения типа группы атомов ещё труднее поддаются количественным расчётам, чем повреждения, состоящие из отдельных атомов, и до сих пор не существует удовлетворительной теории, описывающей эти явления.

В статье [37] приведены следующие критические замечания по поводу существующих представлений о радиационном распухании металлов.

Распухание конструкционных сталей, с полномасштабным проявлением которого столкнулись в начале эксплуатации быстрых реакторов после стольких лет работы в атомной энергетике, оказалось полной неожиданностью. Отрицательные его последствия стали практической проблемой. Причинный механизм этого явления не раскрыт до сих пор. Не последнюю роль играют и сложившиеся в этом вопросе стереотипы мышления.

Основной предпосылкой предложенных теорий распухания [38] является предположение об асимметрии в способности дислокаций поглощать междоузельные атомы и образующиеся вакансии, следствием чего является преимущественный захват междоузельных атомов дислокациями и объединение вакансий в эмбрионы пор, которые растут в процессе облучения.

Заложенные в этот механизм аксиомы — выбивание нейтронами атомов из узлов решетки, выборочная диффузия, рост пор — по мнению авторов работы [37], не нашли экспериментального подтверждения. Остаются без ответа вопро-

сы: почему радиационно-индуцированные фазообразования остаются стабильными достаточно долго при одном и том же нейтронном воздействии; чем вызывается диффузия атомов против градиента концентрации; за счёт чего и какие напряжения создаются «пустотой» для разрыва кристаллических связей при слиянии пор и другие. Об ограниченности теоретических моделей набухания свидетельствует и то, что ни одна из них не различает типа стали и не действует во всём температурном диапазоне.

По-видимому, необходим другой подход к рассмотрению процессов радиационных повреждений и набухания конструкционных материалов, попытаться по иному взглянуть на имеющиеся экспериментальные данные и теоретические представления.

Предлагаемая модель радиационного набухания

Ранее было показано [39—43], что с использованием представлений об образовании локальных областей плавления можно объяснить многие эффекты, связанные с образованием вакансий и самодиффузии металлов. Такой подход позволил устранить некоторые противоречия и показал достаточно хорошее согласие между вычисленными и экспериментальными параметрами, характеризующими образование вакансий и самодиффузию в металлах. Аналогичный подход, по-видимому, может быть применён как для объяснения, так и для математического анализа радиационного набухания металлов.

Предлагаемая модель радиационного набухания металлов использует имеющиеся сведения о протекании процессов в каскадах атом-атомных соударений с последующим переходом кинетической энергии возбуждённых атомов в тепловую. При этом предполагается такая цепочка следующих друг за другом событий:

- нейтрон или другая движущаяся частица передаёт часть своей энергии одному или нескольким атомам облучаемого вещества. Эта энергия в результате атом-атомных соударений распределяется между соседними атомами до тех пор, пока атомы вещества способны смещаться из своего положения равновесия;

- после этого кинетическая энергия, распределённая между атомами каскада, переходит в тепловую с резким подъёмом температуры в каскадной области. Это явление обычно трактуется как «термический пик»;

- при разогреве каскадной области (области термического пика) часть атомов переходит в жидкое, а, возможно, и парообразное состояние с соответствующим увеличением объёма;

- быстрое увеличение объёма, равносильное микровзрыву, приводит к деформации окружающей каскадную область части вещества. При давлении, превышающем предел текучести, часть вещества, окружающая область термического пика, подвергнется пластической деформации и наклёпу с образованием дислокаций внедрения;

- отвод тепла от области термического пика за счёт ударной волны и/или теплопроводности приведёт к созданию на месте термического пика поры. Кристаллизация жидкости будет проходить под воздействием окружающего твёрдого

вещества с вытеснением примесных атомов, отличающихся от атомов матрицы. Таким образом, граница поры обогащается примесными атомами
Рассмотрим некоторые из этих процессов немного подробнее.

Образование каскада атом-атомных соударений

Первой стадией традиционно считается динамическая стадия [5], в которой первично выбитый атом (ПВА) из узла решетки в процессе групповых и парных соударений передаёт свою энергию окружению.

Быстрый нейтрон при упругом столкновении с ядром атома вещества передаёт последнему значительную кинетическую энергию [8]. Одной из характеристик столкновения является энергия, передаваемая от бомбардирующей частицы атому матрицы. В зависимости от геометрических параметров столкновения (взаимного направления движения частицы и колебания атома) она может изменяться от 0, при столкновениях под очень малым углом, до максимальной величины $E_{\text{макс}}$ при лобовом столкновении. Из условий сохранения импульса и энергии при упругом столкновении (модель бильярдных шаров) $E_{\text{макс}}$ определяется как

$$E_{\text{макс}} = \frac{4 \cdot E \cdot M \cdot m}{(M + m)^2}, \quad (3)$$

где E и m — энергия и масса взаимодействующей быстрой частицы;
 M — масса атома вещества.

Это уравнение применимо для нейтронов, протонов и ионов в нерелятивистской области. Например, ядро меди ($A=64$) в среднем получает кинетическую энергию 60,6 кэВ при упругом столкновении с нейтроном энергии 1 МэВ.

В первый момент после получения импульса от частицы атом отдачи имеет большую скорость и теряет кинетическую энергию частично на возбуждение электронов. Первично выбитый атом, обладая большой энергией, полученной от нейтрона, передаёт её своим соседям в результате каскада соударений. Эта стадия продолжается 10^{-14} — 10^{-13} с и заканчивается, когда выбитые атомы уже не появляются. По мере того, как уменьшается кинетическая энергия атома отдачи, растёт доля потерь энергии на упругое рассеяние. Потеря энергии атомом отдачи на упругое рассеяние является преобладающей.

К первичному радиационному повреждению относят стадию образования каскадной области смещений [44]. Традиционным критерием оценки первичного радиационного повреждения является скорость смещения атомов, в основу расчёта которой положен NRT-стандарт, основанный на модели Кинчина и Пиза, усовершенствованной Линдхардом [4; 45].

Из экспериментов известно [46], что минимальная пороговая энергия E_q , например, для алюминия составляет около 16 эВ. Это означает, что скорость, с которой первично выбитый атом начинает двигаться из своего узла (даже при $E_0 \approx E_q$), весьма высока. Атом алюминия с энергией 16 эВ обладает скоростью $v \approx 1 \times 10^6$ см/с. Следовательно, он преодолеет расстояние, равное постоянной решетки $d \approx 0,2$ нм, за время $t = d/v \approx 2 \times 10^{-14}$ с. Таким образом, весь процесс смещения завершается за 10^{-14} — 10^{-13} с [30].

Поток бомбардирующих частиц, попадая в кристалл и взаимодействуя с атомами мишени, создаёт первично выбитые атомы (ПВА). Энергетический спектр ПВА и их пространственное распределение неоднородны даже в случае бомбардировки моноэнергетическими частицами. Неравномерно распределённые в пространстве ПВА с разнообразными энергиями образуют в материале каскады атом-атомных соударений, которые могут резко отличаться один от другого. Каждый каскад может содержать до нескольких тысяч одновременно движущихся и взаимодействующих атомов. Велика вероятность наложения каскадов и их отдельных ветвей, особенно при высоких потоках [1]. Каскадная область повреждения, согласно работе [47], включает 10^3 — 10^4 атомов.

При реакторном облучении средняя энергия первично выбитого атома (ПВА) составляет ~ 35 кэВ. Повреждённая область, созданная ПВА с такой энергией в ходе динамической стадии каскада, включает $\sim 10^3$ смещённых атомов [5].

Согласно статье [44], первично выбитый атом (ПВА) с энергией не выше нескольких кэВ образует каскадную область повреждения примерно сферической формы с перекрывающимися субкаскадами. С ростом энергии первично выбитого атома каскадная область повреждения вытягивается вдоль направления его движения, степень перекрытия субкаскадов убывает, между ними могут появиться разрывы.

Учитывая всё изложенное в данном разделе, проведём оценку количества атомов, участвующих в каскаде атом-атомных соударений при средней энергии нейтронов 1 МэВ массы атомов $M=56$ (атомный вес железа, являющегося основой многих конструкционных материалов).

$$E_{\text{cp}}(\text{ПВА}) = \frac{2 \times E \times M \times m}{(M + m)^2} = \frac{2 \times 1 \times 56 \times 1}{(56 + 1)^2} = 0,034 \text{ МэВ} = 34 \text{ кэВ} \quad (4)$$

Для определения среднего числа вторичных смещений используем формулу [48]:

$$n = \frac{E_{\text{cp}}(\text{ПВА})}{2 \times E_d} = \frac{34000}{2 \times 25} = 680, \quad (5)$$

где $E_d = 25$ эВ – энергия, необходимая для смещения атома.

Таким образом, каскадная область включает 680 атомов, что согласуется с оценками, приведёнными различными авторами.

Переход каскада атом-атомных соударений в термический пик

Согласно статье [15], процесс радиационного повреждения развивается следующим образом.

После того как первичная частица замедлится и длина её свободного пробега станет сравнима с межатомными расстояниями, потеря энергии на столкновения возрастает настолько, что вся остаточная энергия частицы расходуется сразу, распределяясь путём взаимных столкновений между большим числом атомов и вызывая локальное повышение температуры. Эту область в работе [12] называют «пиком смещения» (displacement spike).

В результате выделения за короткий промежуток времени весьма большого количества энергии температура в области пика смещения резко возрастает. Вещество оказывается в состоянии, напоминающем критическое. Атомы этой области перемешиваются и при последующей кристаллизации оказываются смещёнными, занимающими чужие места. Разумеется, в этой области не могут сохраняться первичные дефекты — вакансии и промежуточные атомы. Охлаждение и затвердевание происходит также весьма быстро. В работе [12] предполагается, что кристаллизация восстанавливает прежнюю решетку, так как окружающий нерасплавленный кристалл является направляющим центром кристаллизации.

В книге [49] приведены следующие соображения по поводу области каскада столкновений и области термического пика.

Если система атомов изолирована от окружающей среды и если они могут обмениваться энергией друг с другом, то достигается состояние динамического равновесия, в котором распределение по энергиям описывается функцией Максвелла — Больцмана. В этой функции температура (T) появляется как параметр, который определяет среднюю энергию (E), а именно:

$$E = \frac{3}{2}kT. \quad (6)$$

Допустим, что мы проводим воображаемую поверхность вокруг области, которую заполняет каскад столкновений. В его начальной стадии распределение по энергиям не похоже на распределение Максвелла — Больцмана, так как вся энергия сосредоточена у нескольких атомов. Как только благодаря цепочкам столкновений произошло взаимодействие атомов в каскаде и каждый атом успел несколько раз столкнуться со своими соседями, распределение по энергиям начало приближаться к распределению Максвелла — Больцмана.

Время жизни цепочки столкновений даёт оценку продолжительности каскада, которая примерно равна времени, необходимому для того, чтобы атом с энергией E_f прошел расстояние $n(E_f)D$. Эти времена изменяются от 10^{-13} до 10^{-12} секунд, причём для лёгких элементов времена меньше. После того как пройдена стадия больших энергий, атомам требуется около 10^{-13} с (период колебаний атомов), чтобы обмениваться энергией. Поэтому через 10^{-13} — 10^{-12} с распределение по энергиям будет близко к распределению Максвелла — Больцмана, и есть смысл говорить о температуре и нагреве. Тогда эта область называется областью теплового пика, или местного нагрева (thermal spike) [50].

В работе [51] этот процесс трактуют следующим образом. В результате распределения энергии в каскаде атом, получивший достаточно сильный удар, может начать колебаться с большой амплитудой около своего положения равновесия, а затем передать эту энергию соседним атомам, которые, в свою очередь, могут передать её дальше, причём электронные оболочки атомов в этом процессе становятся аномально возбуждёнными. Таким образом, в решётке возникает местное возбуждение, которое через некоторое время исчезает. Состояние вещества при этом можно представить как мгновенный нагрев ограниченной области решётки до довольно высокой температуры, так называемый температурный пик.

Для многих металлов было установлено, что в области резкого локального повышения температуры, в так называемых термических зонах (thermal spikes), достигаются температуры, значительно превосходящие температуры плавления. Зейтц [11] указал на возможность локальных повышений температуры до 10^4 К в течение промежутка времени порядка 10^{-11} секунд.

Температуры порядка 10^4 К достаточно высоки сравнительно с обычной температурой плавления, и, таким образом, мало вероятно, что сохраняется твёрдое состояние. Вследствие высоких температур и давлений неясно, существует ли в этих областях металл как жидкость или как газ большой плотности [12].

Во время пребывания материала в расплавленном состоянии происходит обмен атомов местами в основном вследствие беспорядочного движения атомов, которое сходно с турбулентным течением жидкости. Это вызывается релаксацией локальных напряжений, вследствие рассасывания флуктуации плотности. Скрытой энергии, выделяющейся в результате релаксации этих напряжений, достаточно для ещё большего повышения температуры, вследствие чего жидкое состояние сохраняется в течение продолжительного периода времени после того, как флуктуации в основном исчезли. В течение этого периода турбулентное движение, возникшее в результате релаксации напряжений, будет, по-видимому, продолжаться в такой мере, что при затвердевании большинство атомов займёт новые места в решетке [12].

Параметры каскадной области (размер, температура) в рамках мезоскопической модели не зависят от деталей начальных процессов и определяются только законами сохранения. Размер R_c каскадной области повреждений по завершении начального этапа определяется законом сохранения энергии и составляет [51, 52]:

$$E_{\text{ПВА}} = \frac{4\pi}{3} R_c^3 \cdot C_v \cdot (T_{\text{п}} - T_0), \quad (7)$$

где C_v — теплоёмкость металла при температуре плавления;

R_c — размер каскадной области;

$T_{\text{п}}$, T_0 — температуры плавления и окружающей каскад среды соответственно [5].

Проведем оценку температуры каскадной области после завершения кинетической стадии. В этом случае $E_{\text{пва}}$ будет распределена между всеми участниками каскадного процесса. Учитывая [52], что

$$\frac{3}{2} kT = eU, \quad (8)$$

после передачи энергии от нейтрона к атому железа (34 кэВ) она распределится в результате каскада атом-атомных соударений между 680 атомами. При этом температура скопления этих атомов 193 000 К. Эта температура достаточно высока, чтобы вовлечь в процесс плавления окружающие атомы.

В статье [54] отмечают, что из современных компьютерных моделей можно заключить, что время жизни теплового пика составляет $\sim 10^{-12}$ с, а объём расплавленной области содержит примерно на порядок больше атомов, чем число атомов, испытавших смещение в каскаде столкновений.

Тепловой взрыв

Под тепловым взрывом [55] подразумевается быстрое выделение тепла в ограниченном объеме среды, приводящее к росту температуры и давления. Если в бесконечной, гомогенной и изотропной среде в момент времени $\tau = 0$ в точке с координатой $r = 0$ мгновенно выделяется количество тепла Q_0 Дж, то из этой точки образуется радиальный тепловой поток. Поле температур в среде $f(r, \tau)$, если начальная температура среды t_0 , определяется выражением:

$$\Theta(r, t) = f(r, t) - t_0. \quad (9)$$

Опираясь на основное решение уравнения Фурье, можно записать:

$$\Theta(\xi, \tau) = \exp(-\xi^2) \cdot f(\tau), \quad (10)$$

где $\xi = r/\sqrt{4a\tau}$ — безразмерная координата.

Так как выделяемое источником тепло Q_0 идет на нагрев среды, то из баланса следует

$$Q_0 = \int_0^{\infty} 4\pi \cdot r^2 \cdot \rho \cdot c_p \cdot \theta \cdot dr. \quad (11)$$

Этот интеграл не зависит от времени.

Подставив (10) в (11), преобразованное к безразмерной координате $\xi = r/\sqrt{4a\tau}$, получим

$$4\pi\rho c_p (4a\tau)^{-3/2} \int_0^{\infty} \exp(-\xi^2) d\xi \cdot f(\tau) = Q_0. \quad (12)$$

Интеграл в левой части равен

$$\int_0^{\infty} \exp(-\xi^2) d\xi = \sqrt{\pi/2}. \quad (13)$$

Чтобы выражение (12) не зависело от времени должно выполняться соотношение $f(\tau) = C \cdot \tau^{-3/2}$, откуда

$$C = \frac{Q_0}{(4\pi a)^{-3/2} \cdot \rho \cdot c_p}. \quad (14)$$

Таким образом, получаем решение задачи о поле температуры в среде в виде

$$\Theta(r, t) = \frac{Q_0}{(4\pi \cdot a \cdot \tau)^{-3/2} \cdot \rho \cdot c_p} \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{4a\tau}\right), \quad (15)$$

которое удовлетворяет условиям:

$$\text{для } \tau = 0 \text{ и } 0 < r < \infty, \theta = 0, t(r, \tau) = t_0,$$

для $\tau = 0$ и $r = 0$, $\theta \rightarrow \infty$, $t(0, 0) \rightarrow \infty$,
для $\tau \rightarrow \infty$ и $0 < r < \infty$, $\theta = 0$, $t(r, \infty) \rightarrow t_0$.

Термические взрывы регулярно происходят в делящихся материалах и оболочках ядерных реакторов. При этом постоянство температуры t_0 обеспечивается теплообменником, отводящим тепло от активной зоны. Далее эта тепловая энергия преобразуется в электрическую энергию.

Взрыв в широком смысле этого слова, представляет собой процесс [56] весьма быстрого физического или химического превращения системы, сопровождающейся переходом её потенциальной энергии в механическую работу. Работа, совершаемая при взрыве, обусловлена быстрым расширением газов или паров, независимо от того, существовали ли они до или образовались во время взрыва.

Самым существенным признаком взрыва является резкий скачок давления в среде, окружающей место взрыва. Это служит непосредственной причиной разрушительного действия взрыва.

Наиболее близкие по существу взрывы возникают при мощных искровых разрядах, например молниях, или при пропускании электрического тока высокого напряжения через тонкие металлические нити.

При мощных разрядах разность потенциалов выравнивается за промежутки времени порядка 10^{-6} — 10^{-7} с, благодаря чему в зоне разряда достигается колоссальная плотность энергии и чрезвычайно высокие температуры (порядка сотен тысяч градусов), что в свою очередь приводит к сильному подъёму давления воздуха в месте разряда и распространению интенсивного возмущения в окружающей среде.

Взрывы проволочек под действием электрической энергии обусловлены внезапным переходом металла в парообразное состояние; температура при этом достигает величины порядка 20 000 °С.

В результате теплового взрыва в локальной области температура значительно увеличивается, приводя атомы этой области в жидкое, а возможно и газообразное, состояние.

Условия перехода области термического пика в область локального плавления

Начиная с работ [11] и [12] в теории радиационных повреждений твёрдого тела используется идея образования термического пика, то есть области высокой температуры возникающей в результате выделения энергии частицей в конце пробега. В ряде работ предполагается, что в термическом пике происходит плавление [57, 58].

Критерием плавления обычно считается превышение температуры нагретой области над температурой плавления T_0 в обычных условиях в течение времени, существенно превышающего период колебаний атомов решетки. Термопик типичных размеров ≥ 10 нм остывает достаточно долго, и условие на время существования горячей области всегда выполнено. Однако минимальная температура $T_{пл}$, необходимая для плавления в области термопика, может отличаться от T_0 по ряду причин. Во-первых, расширению нагретой области мешают упругие силы со

стороны холодного образца, что вызывает увеличение давления и $T_{пл}$. Во-вторых, наличие дефектов решетки уменьшает её устойчивость по отношению к плавлению и ведёт к уменьшению $T_{пл}$.

Для определения $T_{пл}$ в статье [59] сравнили термодинамические потенциалы образцов с разогретой областью в твёрдом Φ_T и в жидком Φ_J состояниях. Они считали, что нагретая область имеет форму шара радиуса R_0 с температурой T , много большей, чем температура среды. Тогда в этой области, если плавление не произошло, возникает давление:

$$P = k \left(\alpha T - \frac{\Delta V}{V} \right), \quad (16)$$

где k — модуль всестороннего сжатия;

α — коэффициент объёмного расширения;

$\Delta V/V$ — относительное изменение объёма шара, сдерживаемое упругими силами.

Используя уравнения теории упругости [60], найдём:

$$\frac{\delta V}{V} = \frac{3p}{4\mu}, \quad (17)$$

где μ — модуль сдвига.

Отсюда

$$p = \frac{4k\mu}{3k + 4\mu} \alpha T. \quad (18)$$

Тогда термодинамический потенциал, обусловленный упругой деформацией, имеет вид:

$$\Phi_T = \frac{2k\mu}{3k + 4\mu} \alpha^2 T^2 V. \quad (19)$$

Если же плавление произошло, то термодинамический потенциал меняется по сравнению с невозмущённым на величину:

$$\Phi_J = -q \frac{T - T_0}{T_0} V + \frac{2k'\mu}{3k + 4\mu} \left(\alpha' T - \frac{\delta\rho}{\rho} \right)^2 V + \sigma S, \quad (20)$$

где $\delta\rho/\rho$ — изменение плотности при плавлении;

q — удельная теплота плавления;

k', α' — модуль всестороннего сжатия и коэффициент объёмного расширения жидкости;

σ — коэффициент поверхностного натяжения на границе раздела фаз;

S — площадь поверхности нагретой области.

Первый член, обусловленный изменением фазового состояния, записан в линейном приближении по $(T - T_0)/T_0$. Третье слагаемое мало по сравнению с

первым и далее не учитывался. Учёт отличия k' , α' от k , α вносят малый вклад, поэтому далее считается $k' = k$, $\alpha' = \alpha$.

$$T_{\text{пл}} = T_0 \frac{1 + 2k\mu q^{-1} (3k + 4\mu)^{-1} (\delta\rho/\rho)^2}{1 + 4k\mu q^{-1} (3k + 4\mu)^{-1} \alpha T_0 (\delta\rho/\rho)} \approx$$

$$\approx T_0 \left(1 + \frac{1}{q} \frac{2k\mu}{3k + 4\mu} \left[\left(\frac{\delta\rho}{\rho} \right)^2 + 2\alpha T_0 \left(-\frac{\delta\rho}{\rho} \right) \right] \right) \quad (21)$$

В таблице приведены значения $(T_{\text{пл}} - T_0)/T_0$, рассчитанные по формуле (21) с постоянными k , μ , q , $\delta\rho/\rho$, α , T_0 , взятыми из [61, 62]. В большинстве случаев $T_{\text{пл}} > T_0$.

Таблица 1. Определение перегрева области локального плавления

Вещество	$k, 10^{10},$ Па	$\mu_{\text{теор}},$ 10^{10} Па	$q, 10^9$ Дж/м ³	$-\frac{\delta\rho}{\rho}$	$\alpha, 10^{-4}$ К ⁻¹	$T_0, \text{К}$	$\frac{T_{\text{пл}} - T_0}{T_0}$
Al	7,38	4,26	1,08	0,064	1,14	933,5	0,35
Fe	16,9	8,22	1,95	0,044	0,50	1811	0,19
Cu	13,8	7,76	1,82	0,041	0,75	1357	0,19
Au	21,7	12,2	1,25	0,052	0,60	1337	0,41
Bi	3,13	1,76	0,55	-0,03	0,40	545	-0,004

В работе [63] было также показано, что в изотропной твёрдой фазе, находящейся под равномерным внешним давлением, жидкий зародыш будет ограничен сферой. Локальное плавление внутри твёрдой фазы происходит в условиях перегрева. Если изменение объёма становится достаточно большим, то в твёрдой фазе появится пластическая прослойка. Все эти условия соблюдаются в области термического пика при нейтронном облучении стали.

Оценка параметров области термического пика — области локального плавления

Для дальнейшего изложения примем за основу существование термического пика, причём совершенно не важно, каким образом он получен: в результате взаимодействия с нейтроном, ионом, электроном или γ -квантом. В любом случае атом (в случае с нейтроном ПВА) получает большую энергию, достаточную для разогрева микрообласти (области термического пика).

Выделение большого количества энергии в малом объёме приводит к возникновению весьма высокой температуры и интенсивному перемешиванию атомов объёма [15].

Температуру области пика можно рассчитать, если иметь представление о форме её распределения. Предположив, что эта форма не слишком отличается от сферической, можно решить задачу распространения тепла вокруг точечного источника, в котором мгновенно выделяется энергия E .

Из теории теплопроводности известно, что распределение избытка температуры T или координаты r и времени t может быть выражено следующим образом:

$$T = \frac{E}{\rho c} \cdot \frac{1}{(4\pi kt)^{3/2}} \cdot e^{-r^2/4ht}, \quad (22)$$

где ρ — плотность;

c — удельная теплоёмкость;

k — коэффициент теплопроводности среды.

В каждой точке r , когда до неё доходит тепловой импульс, температура повышается до $T_{\max}(r, t)$, а затем падает. Время t_{\max} находится из условия:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{t=t_{\max}} = 0; \quad t_{\max} = \frac{r^2}{6k} \quad (23)$$

и отсюда

$$T_{\max} = \left(\frac{3}{2\pi e} \right)^{3/2} \cdot \frac{E}{\rho c} \cdot \frac{1}{r^3}; \quad (24)$$

$$r = \left(\frac{E}{T_{\max}} \rho c \right)^{1/3} \cdot \left(\frac{3}{2\pi e} \right)^{1/2} \quad (25)$$

Если принять температуру T_{\max} равной, например, 2000 °С, то легко найти радиус сферы, которая при прохождении импульса будет нагрета не ниже этой температуры. Так для урана [15], положив $E = 1,6 \cdot 10^{-12}$ кал (10^7 эВ), находим: $r_{20000} = 0,52 \cdot 10^{-5}$ см; $t_{\max} = 0,74 \cdot 10^{-10}$ с.

Для оценки количества атомов, составляющих область термического пика, возьмём среднюю энергию нейтрона 1 МэВ. При взаимодействии его с атомом железа (основы сталей) он передаст ему энергию:

$$\bar{E} = \frac{2A}{(A+1)^2} E_0 = 1 \times \frac{2 \times 1 \times 56}{(1+56)^2} = 34000 \text{ эВ}. \quad (26)$$

В свою очередь первично выбитый атом железа передаст эту энергию окружающим его атомам, которая в конце динамической стадии перейдёт в тепловую.

Оценим количество атомов составляющих пик смещения. Для перевода железа в жидкое состояние необходимо затратить 14120 кал/моль на нагрев железа от $T = 298$ К до $T_{\text{пл}} = 1840$ К и на плавление $L = 3700$ кал/моль. В итоге получаем 17820 кал/моль или 0,773 эВ. В таком случае энергии первично выбитого атома достаточно для перевода атомов в жидкое состояние:

$$N = \frac{34000}{0,773} = 44000. \quad (27)$$

Увеличение объёма области термического пика

В процессе соударений происходит переход кинетической энергии в тепловую, в результате чего происходит разогрев атомов каскадной области, и образование термического пика с переходом части атомов в жидкое состояние (область локального плавления). Оценим увеличение объёма, связанное с плавлением атомов в области термического пика (области локального плавления).

Объём атома железа,:

$$V_{\text{Fe}} = \frac{2}{3} \pi \cdot d_{\text{Fe}}^3 = \frac{2}{3} \pi (2,54)^3 \times (10^{-8})^3 = 34,5 \times 10^{-30} \text{ м}^3. \quad (28)$$

Тогда первоначальный объём каскадной области равен ()

$$V_{\text{Fe}} \times N = 34,3 \times 10^{-30} \times 44000 = 1509 \times 10^{-27} \text{ м}^3, \quad (29)$$

а объём разогретой каскадной области

$$V_{\text{Fe}} \times N \times 1,04 = 34,3 \times 10^{-30} \times 44000 \times 1,04 = 1570 \times 10^{-27} \text{ м}^3. \quad (30)$$

Увеличение объёма области локального плавления приведёт к деформации матрицы, окружающей область локального плавления. Первоначальный радиус области локального плавления равен

$$R(N) = 0,6204 \sqrt[3]{1,509 \times 10^{-24}} = 1,14 \times 10^{-8} \text{ м}, \quad (31)$$

а после плавления

$$R(N) \times 1,04 = 0,6204 \sqrt[3]{1,57 \times 10^{-24}} = 1,16 \times 10^{-8} \text{ м}, \quad (32)$$

что соответствует деформации окружающей матрицы на $\sim 2\%$.

В соответствии с уравнением

$$\sigma = E \cdot \delta = 170 \cdot 10^9 \cdot 0,02 = 3,4 \cdot 10^9 \quad (33)$$

давление на окружающую матрицу равно $3,4 \times 10^9$ Па, что существенно больше $\sigma_{0,2} = 200 \times 10^6$ Па для стали 12Х18Н10Т (\sim в 17 раз).

Увеличение объёма области локального плавления, происходящее в короткое время, равносильно микровзрыву. Микровзрыв приводит к деформации окружающей матрицы. А что об этом говорят ученые?

Стадия каскадного процесса — кинетическая (или гидродинамическая), сопровождающаяся возникновением ударной волны, выносящей энергию и массу из первичной каскадной области. К моменту окончания этой стадии внутри каскадной области происходит термализация, температура снижается до температуры плавления материала, происходит рекристаллизация. Параметры возникающей при этом компактной области (фронт ударной волны носит резкий характер [64—66]) могут быть легко оценены, например, из закона сохранения энергии [66]. Характерное время протекания этой стадии порядка 10^{-12} с.

Согласно [51], по мере прохождения облучающей частицы и порождённого ею каскада движущихся атомов возможно резкое повышение температуры до

10^4 К в течение времени $\sim 10^{-11}$ с. Согласно теории, энергия E_0 , передаваемая атому решетки бомбардирующей частицей, освобождается в виде тепловой энергии в небольшом объеме среды, а затем распространяется по законам теплопроводности, т. е. возникает тепловой пик.

Резкое увеличение объема каскадной области или области термического пика подобно микровзрыву, который, в свою очередь, воздействует на окружающую среду, вызывая её деформацию.

Охлаждение – закалка области термического пика (зоны локального плавления)

Далее необходимо рассмотреть скорость, с которой происходит утечка тепла из области теплового пика в оставшуюся часть кристалла [48]. Предполагаем, что энергию в каскаде получают как электроны, так и ионы в целом и что соответствующая неупорядоченность оправдывает использование модели жидкости. Передача энергии происходит при столкновении двух тел следующих трёх типов: иона с ионом, электрона с электроном и иона с электроном. Так как два первых — столкновения частиц с одинаковыми массами, эффективность передачи энергии очень велика и может достигать до 100 % в одном столкновении. Столкновения третьего типа вследствие большого различия масс весьма неэффективны, причём максимальная доля передаваемой энергии составляет $4m_0/M_2$.

Электроны и ионы можно поэтому рассматривать как отдельные системы, слабо связанные посредством столкновений ионов с электронами. В веществе с расстоянием между ионами D среднее время между столкновениями для электрона со скоростью v_0 равно $\sim D/v_0 = 5 \cdot 10^{-16}$ с (для электронов с энергией 1 эВ). Вместе с тем время между столкновениями иона с ионом при 1 эВ составляет $\sim D/v_i = 10^{-13}$ с. Поэтому электроны из области теплового пика должны рассеивать свою энергию в кристалле задолго до того, как проявится влияние столкновений иона с ионом. Чтобы охладить систему ионов, требуется от 10^4 до 10^6 столкновений между «горячими» ионами и «холодными» электронами. Поэтому время релаксации, необходимое для того, чтобы энергия перешла из одной системы в другую, больше 10^{-11} с. Это время изменяется пропорционально M_2 , т. е. меньше в лёгких элементах и больше в тяжелых.

Из классической теории теплопроводности известно [51], что нагретая область радиусом r_0 , находящаяся в бесконечной среде, остывает с характеристическим временем релаксации порядка $\tau \cdot r_0^2$, где $\tau = c \cdot \rho / 4k$ (c — удельная теплоёмкость, ρ — плотность и k — коэффициент теплопроводности). Из-за локальной неупорядоченности подходящее значение k находится между его величиной для стекловидного твёрдого тела ($\sim 0,1$ кал·м⁻¹·с⁻¹·град⁻¹) и величиной для кристаллической решетки (~ 10 кал·м⁻¹·с⁻¹·град⁻¹). Использование значения, определённого для какого-то металла макроскопически, было бы совершенно неоправданным, так как в таком случае преобладал бы перенос тепла электронами, а этот механизм не отбирает тепла у ионов за время меньше 10^{-11} с. Взяв $k = 10^{-2}$ и $r_0 = 10$ нм, получим, что время остывания порядка 10^{-11} с.

Последняя стадия — диффузионная, которая сопровождается снижением температуры до температуры окружающей среды. Можно представить два физически выделенных момента окончания этой стадии. Первый, когда температура термического пика снизилась и сравнялась с температурой окружения. В этом случае коэффициенты диффузии далее практически не меняются. В зависимости от температуры окружения длительность этой стадии составляет 10^{-8} — 10^{-6} с. Второй момент, когда начинается отжиг точечных дефектов на стоках. В зависимости от плотности стоков и их параметров длительность диффузионной стадии в этом случае составляет 10^{-5} — 10^{-4} с.

В области резкого повышения температуры может произойти локальное плавление [65], то есть выделение некоторого количества тепла в течение короткого промежутка времени в очень малом объёме. Показано [69], что в процессе затвердевания расплава в области тепловой вспышки могут образовываться каверны или возникать области другой кристаллической ориентации [52].

Наиболее вероятным в результате быстрого охлаждения будет образование на месте области локального плавления поры величиной

$$V_{\text{Fe}(N+\Delta N)} - V_{\text{Fe}(N)} = 1570 \times 10^{-24} - 1509 \times 10^{-24} = 61 \times 10^{-24} \text{ м}^3, \quad (34)$$

или

$$R = 0,6204 \times \sqrt[3]{61 \times 10^{-24}} = 3,94 \times 10^{-8} \text{ м}. \quad (35)$$

Таким образом, в результате взаимодействия нейтрона с энергией 1 МэВ со сталью атому передается энергия 34 кэВ. Эта энергия, в результате взаимодействия с соседними атомами, переходит в тепловую энергию с образованием области локального плавления, включающего 44000 атомов. Давление увеличившихся при плавлении атомов приводит к деформации окружающей матрицы на 2 %. После закалки на месте области локального плавления останется пора радиусом $R = 3,9 \times 10^{-8}$ м. Несмотря на грубый подход при расчетах происходящих процессов, получены вполне реальные результаты по образованию радиационных пор.

Заключение

Взяв за основу развитие каскада атом-атомных столкновений, приведённых в работах [5, 48], можно представить следующую цепь событий, приводящих к радиационному распуханию.

При нейтронном облучении нейтрон, упруго взаимодействуя с атомом конструкционного материала, передаёт ему часть энергии, образуя так называемый первично выбитый атом (ПВА). Этот атом, обладая большой энергией, полученной от нейтрона (или любого другого источника), передает её своим соседям в результате каскада соударений. В процессе соударений происходит переход кинетической энергии в тепловую, в результате чего происходит разогрев атомов каскадной области и переход части атомов в жидкое (парообразное) состояние. Увеличение объёма каскадной области, связанное с расширением при разогреве и плавлении (испарении), происходящее в короткое время, равносильно микровзрыву. Микровзрыв приводит к деформации окружающей матрицы. В результа-

те закалки на месте каскада (микровзрыва) остаётся пора или область разрыхления, а в окружающей пору области — дислокации, полученные в результате деформации.

Намёки на такое развитие событий содержатся в работах [8, 11—13, 16, 51, 68, 69]. Рассмотрим некоторые результаты двух последних работ.

Для описания поздних стадий эволюции каскада атомных столкновений в облучённых материалах (пиков смещения) [68] предложили использовать газодинамическую задачу о возмущении непрерывной сплошной среды вследствие мгновенного локального выделения энергии, равной энергии первично выбитого атома (ПВА). В случае такого приближенного подхода эволюцию пика смещения можно описать стандартной системой газодинамических уравнений, которая при заданных граничных и начальных условиях обычно имеет решение типа сферической ударной волны [70].

В качестве основного расчёта было проведено моделирование эволюции пика смещения в твёрдом теле [68].

В самом начале расчёта при $t \approx 2 \cdot 10^2$ с наблюдается быстрая перестройка решетки, сопровождающаяся снижением давления и ростом плотности на фронте. Следующая стадия эволюции пика смещения характеризуется постепенным уменьшением давления и плотности на фронте. При $t \approx 0,2$ с давление в центре пика смещения становится равным нулю, а затем принимает отрицательные значения, что вызывает постепенный отток вещества от фронта. В центре начинает обрисовываться каверна. Получающаяся в результате расчёта ненулевая плотность вещества в каверне более соответствует реальному состоянию твёрдых тел и, несмотря на пренебрежение, теплопроводностью приводит к конечному значению температуры в центре пика смещения.

Несмотря на то, что в отличие от динамического моделирования модель непрерывной среды не позволяет проследить за образованием дефектов структуры в пике смещения на микроскопическом уровне, анализ распределения термодинамических величин (плотности, температуры и давления) даёт важную информацию о воздействии облучения на твёрдые тела. Действительно, результаты хорошо укладываются в классические представления о структуре пика смещения: в центре образуется вакансионное скопление, за ним идёт промежуточный слой, а далее — слой, обогащенный межузельными атомами.

В работе [67] проведено исследование закономерностей динамического разрушения ряда металлов с $Z \sim 13—92$ (Al, Ni, Na, Ni, Pb, Cu, Cd, Sn, Zn) в диапазоне долговечности $t \sim 10^{-5}—10^{-10}$ с, в диапазоне начальных температур $T_0 \sim 4\text{К} - T_{\text{пл}}$. Темп ввода энергии $dT/dt \sim 10^6—10^{12}$ К/с ($dE/dt \sim 10^5—10^{11}$ Дж/г·с), $dE/dm \sim 1—10^4$ Дж/г. Полученные результаты представлены в таблице 2.

Сопротивление внешнему воздействию в явлении динамического разрушения металлов оказывает возникающая в теле диссипативная структура — каскад центров разрушения. Использование метода определения спектрального (по размерам) распределения центров разрушения на различных стадиях процесса позволило установить общие закономерности формирования каскада центров разрушения. Распределение центров разрушения для различных материалов, представленное в универсальных координатах, получается преобразованием подобия.

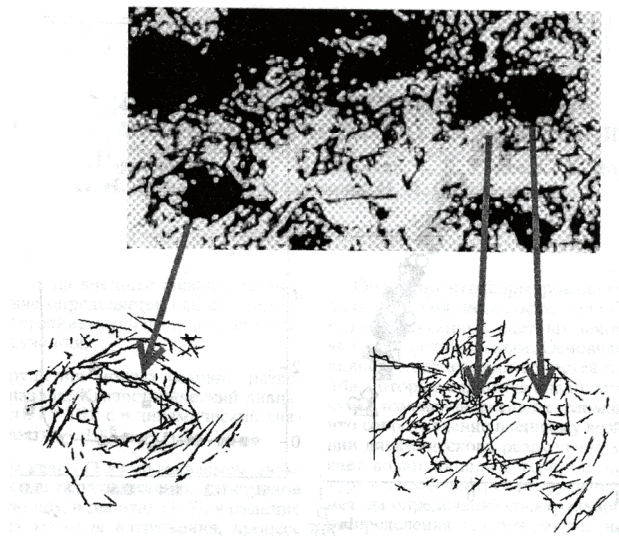
Таблица 2. Временная зависимость динамического разрушения ряда металлов

Металл	P, ГПа				
	$t = 10^{-6}$ с	$t = 10^{-7}$ с	$t = 10^{-8}$ с	$t = 10^{-9}$ с	$t = 10^{-10}$ с
Cd	0,54	0,76	1,12	–	–
Ni	3,48	5,82	9,68	14,4	–
Ta	4,96	7,47	10,87	15,0	–
W	–	9,0	14,9	21,35	25,25
Fe	4,61	7,98	12,09	18,8	–
Cu	1,66	3,77	6,99	10,21	–
Pb	0,37	0,7	1,0	–	–
Ti	2,13	4,93	10,42	14,0	–
Sn	0,61	0,76	1,34	–	–

Это свидетельствует о том, что процесс динамического разрушения в металлах протекает в рамках одного преимущественного процесса — накопления и роста центров разрушения, на что приходится основная часть долговечности. Образующийся каскад центров разрушения является фрактальным кластером.

Применение интерактивной системы анализа изображений позволило обнаружить возникновение зон пластического течения (подобно турбулентности — даже при низких начальных температурах ($T \sim 4$ К), приводящих к потере дальнего порядка решетки близ образующихся и растущих центров разрушения. Это микро и мезоструктурные уровни деформации.

Зоны течения кристаллической решетки вблизи одиночного центра разрушения, находящегося от другого центра разрушения на расстоянии больше размера самого центра разрушения, структурируются так, что проведенные касательные к границе центров разрушения и полос скольжения, находящихся на одном радиус-векторе, близки к параллельным (см. рис.). Средний размер центров разрушения в предразрушающем состоянии имеет значение в несколько процентов от толщины образца.



Структурирование полос скольжения кристаллической решетки вблизи растущих центров разрушения и касательные к полосам скольжения

Подтверждением такой модели распухания могут служить данные по термоциклированию, которые некоторые учёные считают моделирующим распухание процессом.

Доказательством влияния микрообластей плавления на процесс распухания может служить работа [69], в которой проводилось термоциклирование сплавов алюминия с 2,5 и 5 % кремния, 4,5; 6,0; 7,0; 7,5 и 9 % меди. В работе произведена оценка влияния верхнего предела температуры цикла t_v на рост алюминиевых сплавов. Для этого образцы сплавов нагревали в печи в течение 5 мин до $t_0 = t_3 + 10$ и $t_0 = t_3 - 40$ °С, где t_3 — эвтектическая температура, равная для сплавов алюминий — кремний 577 °С, а для сплавов алюминий — медь — 548 °С, а затем охлаждали на воздухе или в воде. Общее число циклов не превышало 100.

Нагрев до температуры $t_0 = t_3 - 40$ °С не сказывался на плотности образцов. Уменьшение плотности наблюдалось после нагрева выше t_3 . Темп роста по мере термоциклирования падал. Уменьшение плотности, по мнению авторов, связано, главным образом с накоплением пор, которые возникают на границах и в объёме первичных кристаллов. При увеличении содержания меди и кремния в сплаве, то есть при увеличении количества эвтектической составляющей, рост объёма при термоциклировании увеличивается. На темп роста объёма большое влияние оказывает скорость нагрева и охлаждения. К наибольшему эффекту привело охлаждение в воде.

При изучении изменения электросопротивления меди, подвергнутой термоциклическому воздействию в интервале температур выше $0,5 T_{пл}$, получены аналогичные результаты. Авторы работ [72, 73] считают, что прирост электросопротивления связан с деформационными вакансиями. Деформационные вакансии формируют в структуре металла дефектные петли, которые накапливаются с увеличением циклов.

К аналогичному эффекту приводит и термоциклирование с переходом через температуру полиморфного превращения, например, урана или плутония.

Приведённые результаты исследований хорошо иллюстрируют предлагаемую модель радиационного распухания металлов.

Список литературы

1. Агранович В. М., Кирсанов В. В. Проблемы моделирования радиационных повреждений в кристаллах // Успехи физических наук, 1976, т.118, вып. 1, с. 3–51.
2. Robinson M. T., Torrens I. M. Computer simulation of atomic displacement cascades in solids in the binary-collision approximation // Phys. Rev., 1974, v. B9, p. 5008–5024.
3. Norgett M. J., Robinson M. T. Torrens L. M. A proposed method of calculating displacement dose rates // Nucl. Eng. and Desugn, 1975, v. 33, p. 50–54.
4. Kinchin G. H., Pease R. S. The displacement of atoms in solids by radiation // Rep. Progr. Phys., 1955, v. 18, p. 1; Кинчин Г. Н., Пиз Р. С. Смещение атомов в твёрдом теле под действием излучения // Успехи физических наук, 1956, т. 60, вып. 4, с. 590–615).

5. *Девятко Ю. Н., Плясов А. А., Рогожкин С. В., Чернов В. М.* Температурные эффекты в каскадах атом-атомных соударений // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Материаловедение и новые материалы, 2006, вып. 1 (66), с. 31–42.
6. *Gibson J. B., Goland A. M., Milgram M., Vineyard G. H.* Dynamics of radiation damage // *Phys. Rev.*, 1960, v. 120, № 4, p. 1229–1253.
7. *Бете Г., Ашкин Ю.* Прохождение излучения через вещество // Экспериментальная ядерная физика / Под ред. Сенре. Пер. с англ. — М.: «Иностранная литература», 1955, т. 1. С. 141–297.
8. *Захаров А. И.* Действие излучения на физические свойства и структуру твёрдого тела // Успехи физических наук, 1955, т. 57, вып. 4, с. 525–576.
9. *Seitz F.* On the disordering of solids by action of fast massive particles // *Discussion Faraday Soc.*, 1949, v. 5, p. 271–282.
10. *Зейтц Ф., Келлер Д.* Теория атомных смещений, возникающих в решетке под действием излучения // *Металлургия ядерной энергетики и действие облучения на материалы / Пер. с англ.* — М.: Гос. науч.-техн. изд-во по чёрной и цветной металлургии, 1956. С. 417–466.
11. *Seitz F.* Radiation effects in solids // *Physics Today*, 1952, v. 5, № 5, p. 6–9.
12. *Brinkman J. A.* On the nature radiation damage in metals // *Journ. Appl. Phys.*, 1954, v. 25, № 9, p. 961–969 ; *Бринкмен Д. А.* О природе нарушений в металлах, вызванных излучением // *Действие ядерных излучений на структуру и свойства металлов и сплавов.* — М.: Металлургиздат, 1957. С. 5–21.
13. *Конобеевский С. Т.* Современные представления о действии ядерных излучений на твёрдые тела // *Действие ядерных излучений на материалы / Под ред. С. Т. Конобеевского.* — М.: Изд-во АН СССР, 1962. С. 5–20.
14. *Шалаев А. М.* Образование дефектов кристаллической решетки при радиоактивном облучении металлов и сплавов: обзор // *Металлофизика*, т. 34: Несовершенства кристаллического строения: сборник статей. — Киев: Наукова думка, 1971. — С. 5–20.
15. *Конобеевский С. Т.* К вопросу о природе радиационных нарушений в делящихся материалах // *Атомная энергия*, 1956, т. 2, № 1, с. 63–70.
16. *Glen J. W.* A survey of irradiation effect in metals // *Advances in Physics*, 1955, v. 4, № 16, p. 381–478; *Глен Дж. В.* Радиационные эффекты в твёрдых телах (в основном в металлах) // *Успехи физических наук*, 1956, т. 60, вып. 3, с. 445–563.
17. Radiation damage in reactor materials: Proc. Sympos., Vienna, 2–6 June, 1969 / Vienna: IAEA, 1969, vol. 2, 606 p.
18. Voids formed by irradiation of reactor materials / Eds. S. F. Pugh, H. H. Loretto, D. I. R. Norris. — Proc BNES Europ. Conf., Reading. Univ. 24–25 March 1971. — Harwell: BNES, 1971, VII, 365 p.

19. Radiation induced voids in metals / Editors J. N. Corbett and L. C. Laniollo. — Proc. Intern. Conf. held at Albany, New York, June 9-11, 1971. — US AES, 1972. Sympos. Series CONF – 710601.
20. *Norris D. I. R.* Voids in irradiated metals // *Radiation Effects*, 1972, v. 14, № 1–2, p. 1–37.
21. *Bullough R., Nelson R. S.* Voids in irradiated metals. — Harwell: UK AERE, 1973. Report AERE – R – 9353.
22. Properties of reactor structural alloys after neutron and particle irradiation: Proceedings of the 7-th ASTM Intern. Symposium. — Gatlinberg, Tennessee, 11–13 June 1974. — ASTM, 1974. STP – 570.
23. *Конобеев Ю. В.* Рост пор и дислокационных петель в облучённых металлах // *Материалы школы по радиационным и другим дефектам в твёрдых телах.* — Тбилиси: Гос. ком. по исп. атомной энергии СССР, 1974, т. 1, с. 3–60.
24. The physics of irradiation produced voids / Ed. R. S. Nelson. — Harwell: UK AERE, 1975, Report AERE – R – 7934.
25. *Конобеев Ю. В., Печёнкин В. А.* Состояние теории радиационной пористости в металлах // *Радиационные дефекты в металлических кристаллах.* — Алма-Ата: «Наука» КазССР, 1978. С. 187–211.
26. *Harkness S. D., Che-Yu Li.* A model for void formation in metals irradiated in a fast – neutron environment // *Radiation damage in reactor materials: Proc. Simpos., Vienna, 2-6 June 1969.* — Vienna: IAEA, 1969, vol. II, p.189–214.
27. *Mazey D. J., Eyre B. L., Evans J. H.* A transmission electron microscopy study of molybdenum irradiated with helium ions // *Journ. Nucl. Mater.*, 1977, v. 64, Issues 1–2, p. 145–156.
28. *Brager H. E., Bell W. L.* Swelling in neutron-irradiated nickel-base alloys // *Trans Amer. Nucl. Soc.*, 1975, v. 21, p. 154–155.
29. *Leidier J. J., Mastel B., Garner F. A.* Swelling in electron irradiated type 316 stainless steel // *Properties of reactor structural alloys after neutron or particle irradiation.* — A sympos. Amer. Sos. for Testing and Materials. — Gatlenburg, Tenn., 11-13 June 1974. — Philadelphia, Pa.: ASTM, 1975. STP 570, p.451–468.
30. *Комаров Ф. Ф.* Ионная имплантация в металлы. — М.: Metallurgia, 1990, 216 с.
31. *Wolfer W. G., Ashkin M.* Stress-induced diffusion of point defects to spherical sinks // *Journ. Appl. Phys.*, 1975, v. 46, № 2, p. 541–557.
32. *Wolfer W. G., Ashkin M.* Diffusion of vacancies and interstitials to edge dislocations // *Journ. Appl. Phys.*, 1976, v. 47, № 3, p. 791–800.
33. *Heald R. T., Speight M. V.* Point defect behaviour in irradiated materials // *Actametallurgica*, 1972, v. 23, № 11, p. 1389–1399.

34. *Rognier R., Glowinski L. D.* Effect du flux instantane sur la formation des fcvites dans le nickel irradié aux ions Ni⁺ de 500 keV // *Journ. Nucl. Mater.*, 1975, v. 57, № 2, p. 243–245.

35. *Steiner D.* Fusion reactor technology studies at Oak Ridge National Laboratory – June 1972 – October 1973 // *Plasma Physics and Fusion Technology*. — IAEA Workshop of Fusion Reactor Design Problems, Calhem, Berkshire, UK, 21 Jenuery — 15 February 1974. — Vienna: IAEA, p. 309–340.

36. *Ляшенко В. С., Ибрагимов Ш. Ш.* Влияние нейтронного облучения на структуру и свойства ферритно-перлитных сталей // *Атомная энергия*, 1959, вып. 3, с. 277–280.

37. *Козманов Е. А.* Феноменологическое описание процесса распухания сталей в нейтронном поле быстрого реактора // *Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Материаловедение и новые материалы*, 2004, вып. 2 (63), с. 253–258.

38. *Бибилашвили Ю. К.* Основные факторы, определяющие работоспособность твэлов // *Разработка, производство и эксплуатация тепловыделяющих элементов энергетических реакторов* / Под ред. Ф. Г. Решетникова. — М.: Энергоиздат, 1995, т. 1, с. 277–289.

39. *Соловьёв В. А., Быков В. Н.* Точечные дефекты в металлах. Часть 1. Экспериментальное изучение образования вакансий: аналитический обзор, ОБ–7. — Обнинск: ФЭИ, 1975. 65 с.

40. *Соловьёв В. А.* Роль локальных областей плавления в образовании вакансий: Препринт ФЭИ-936. — Обнинск: ФЭИ, 1979. 15 с.

41. *Соловьёв В. А.* Модель диффузии металлов. Часть 1: Препринт ФЭИ-982. — Обнинск: ФЭИ. 1979. 10 с.

42. *Соловьёв В. А.* Модель диффузии металлов. Часть 2. Влияние полиморфных превращений на параметры самодиффузии: Препринт ФЭИ-1094. — Обнинск: ФЭИ. 1980. 15 с.

43. *Соловьёв В. А.* Образование локальных областей плавления в твёрдом теле вблизи температуры плавления // *Металлы*, 2013, № 3, с. 67–74.

44. *Турчин С. И., Жук М. В., Альтовский И. В.* Структура первичного радиационного повреждения металлов частицами высокой энергии // *Физика и химия обработки металлов*, 1986, № 5, с. 3–10.

45. *Lindhard J., Scharff M., Schiött H. E.* Range concepts and heavy ion ranges (notes on atomic collisions. II) // *Mat. Fys. Midd. Dan, Vid, Selsk.*, 1963, v. 33, № 14, p. 3–42.

46. *Jung P.* Atomic displacement functions of cubic metals // *Journ. Nucl. Mater.*, 1983, v. 117, p. 70–77.

47. *Каишев Ю. А.* Уравнение баланса энергии в условиях каскадного процесса в твёрдых телах // *Физика и химия обработки материалов*, 2005, № 6, с. 11–15.

48. *Альтовский И. В.* Радиационные нарушения // Итоги науки и техники. Металловедение и термическая обработка. — М.: ВИНТИ, 1987, т. 21, с. 3–52.
49. *Томпсон М.* Дефекты и радиационные повреждения в металлах / Пер. с англ.; под ред. В. Е. Юрасовой. — М.: Изд-во «Мир», 1971, 368 с.
50. *Seitz F., Kochler J. S.* Displacement of atoms during irradiation // Solid state physics / Eds. F.Seitz, D.Turnbull. — N.Y.: Academic Press, 1956, v. 2, p. 305–448.
51. *Курсанов В. В., Суворов А. А., Трушин Ю. В.* Процессы радиационного дефектообразования в металлах. — М.: Энергоатомиздат, 1985, 272 с.
52. *Девятко Ю. Н., Чернов В. М., Плясов А. А., Рогожкин С. В.* Мезоскопическая модель каскадов атом-атомных соударений // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Материаловедение и новые материалы, 2004, вып. 1 (62), с. 288–298.
53. *Сена Л. А.* Единицы физических величин и их размерности. — М.: Наука, 1964. 304 с.
54. *Заболотный В. Т., Старостин Е. Е.* Тепловые пики и термические флуктуации // Физика и химия обработки материалов, 2006, № 6, с. 5–7.
55. *Кириллов П. Л., Богословская Г. П.* Теплообмен в ядерных энергетических установках: Учебник для ВУЗов. — М.: Энергоатомиздат, 2000. 456 с., ил.
56. *Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П., Чельшев В. П., Шехтер Б. И.* Физика взрыва: монография / под ред. К.П.Станюковича; изд. 2-е, перераб. — М.: Наука, 1975. 704 с.
57. *Pramanik D., Seldman D. N.* The irradiation of tungsten with metallic diatomic molecular ions atomic resolution observations of depleted zones // Nucl. Instr. and Meth., 1983, v. 209/210, № 1, p. 453–459.
58. *Kapinos V. D., Platov P. A.* The model of nucleation of vacancy clusters in the cascade range in the stage of the thermal spike // Radiation Effects, 1987, v. 103, № 1-4, p. 45–57.
59. *Московкин Н. Г., Мартыненко Ю. В.* Условия плавления в области термического пика // Журнал технической физики, 1989, т. 59, № 4, с. 155–157.
60. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория упругости. — М.: Наука, 1965. 204 с.
61. *Лейбфрид Г.* Макроскопическая теория механических и тепловых свойств кристаллов. — М.: Изд-во физ.-мат. лит., 1963. 312 с.
62. Свойства элементов: справочник / Под ред. Самсонова Г.В. — М.: Металлургия, 1976, т. 1. 600 с.
63. *Лившиц И. М., Гулида Л. С.* К теории локального плавления // Доклады АН СССР, 1952, т. 87, № 3, с. 377–380.

64. *Demidov A. V., Zhukov V. P., Fedorov G. B.* A quantitative continuum approach to displacement spike phenomena in solids // *Radiation Effects*, 1986, v. 88, p. 129.

65. *Martynenko Yu. V., Umansky M. V.* Relaxation of thermal spikes // *Radiation Effects*, 1994, v. 132, Issue 1, p. 31–39.

66. *Девятко Ю. Н., Климов М. В., Маклецов А. А.* Ионизирующие излучения и лазерные материалы. — М.: Энергоатомиздат, 1982. 101 с.

67. *Винецкий В. А., Холодарь Г. А.* Радиационная физика полупроводников. — Киев: Наукова думка, 1979.

68. *Жуков В. П., Демидов А. Н.* Расчёт пиков смещения в приближении сплошной среды // *Атомная энергия*, 1985, т. 59, вып. 1, с. 29–33.

69. *Илькаев Р. И., Учаев А. Д., Новиков С. А., Завада Н. И., Платонова Л. А., Сельченкова Н. И.* Универсальные свойства металлов в явлении динамического разрушения // *Доклады АН*, 2002, т. 384, № 3, с. 328–333.

70. *Зельдович Я. Б., Райзер Ю. В.* Физика ударных волн и высокотемпературных газодинамических явлений. — М.: Наука, 1966. 688 с.

71. *Баранов А. А., Мовчан В. Ф., Чернышева Н. А.* Влияние оплавления на рост объёма алюминиевых сплавов при термоциклировании // *Известия АН СССР. Металлы*, 1974, № 1, с. 164–168.

72. *Врублевская Э. Л., Шиврин О. Н.* Порообразование в меди при термоциклическом воздействии // *Уч. записки Петрозаводского ун-та*, 1975, т. 21, № 1, с. 129–138.

73. *Врублевская Э. Л., Шиврин О. Н.* Изменение электросопротивления меди при термоциклическом воздействии // *Уч. записки Петрозаводского ун-та*, 1975, т. 21, № 1, с. 28–38.

Подписано к печати 28.03.2019. Формат 60×84 ¹/₁₆. Усл. п. л. 1,1. Уч.-изд. л. 1,6.
Тираж 33 экз. Заказ № 91.

Отпечатано в ОНТИ методом прямого репродуцирования с оригинала авторов.
249033, Обнинск Калужской обл., пл. Бондаренко, 1.

ГНЦ РФ – Физико-энергетический институт имени А.И. Лейпунского