

Вопросы тепловой и противорадиационной защиты корпуса реактора

Д. Л. БРОДЕР, К. К. ПОПКОВ, А. П. СУВОРОВ

УДК 621.039.58

Как известно, тепловая защита должна обеспечивать: снижение радиационных тепловыделений в корпусе реактора до уровней, удовлетворяющих требованиям безопасности эксплуатации корпуса в условиях термических напряжений;

ограничение потоков нейтронов, падающих на корпус, до величин, соответствующих допустимому накоплению радиационных нарушений во время службы корпуса;

максимально-возможное снижение выхода захватного γ -излучения из корпуса реактора.

Тепловая защита часто выполняется в виде нескольких стальных экранов, окружающих активную зону. Иногда она начинается непосредственно у поверхности активной зоны, и прилегающие к ней слои выполняют функцию отражателя; в других случаях дополнительные защитные экраны устанавливаются между отражателем и корпусом. Толщина экранов увеличивается с удалением от зоны, поскольку удельная мощность тепловыделений в них быстро падает. Теплоотвод обычно осуществляется теплоносителем, который циркулирует между экранами. Для тепловых экранов кроме стали можно применять любые материалы, хорошо поглощающие γ -излучение и нейтроны и удовлетворяющие соответствующим конструкционным и технологическим требованиям.

Вопросы снижения радиационных тепловыделений

Если в пределах некоторой области M задано пространственно-энергетическое распределение потоков излучений $\varphi(\mathbf{r}, E)$ и известно макроскопическое сечение взаимодействия $\Sigma(\mathbf{r}, E)$, приводящее к поглощению энергии ε , то величина удельного энерговыделения в окрестности

точки $\mathbf{r}$, связанного с взаимодействием излучения с веществом $Q(\mathbf{r})$, может быть рассчитана следующим образом:

$$Q(\mathbf{r}) = k \int_E \varepsilon(E) \varphi(\mathbf{r}, E) \Sigma(\mathbf{r}, E) dE, \quad (1)$$

где k — коэффициент пропорциональности, определяемый размерностью входящих в выражение (1) величин. Если ε определено в мегаэлектронвольтах, а $Q(\mathbf{r})$ — ваттах, то $k = 1,6 \times 10^{-13}$ *вт·сек/Мэв*. В инженерной практике расчета защиты пространственно-энергетические распределения потоков излучений находят либо с помощью многогрупповых методов решения кинетического уравнения (преимущественно для нейтронов) [1–3], либо методом лучевого анализа [4, 5] (для быстрых нейтронов и для γ -излучения).

Тепловыделение в тепловых экранах, в корпусе реактора, а также в слоях защиты обусловлено различными процессами: поглощением первичного γ -излучения из активной зоны, поглощением вторичного γ -излучения из различных слоев защиты (в том числе и из слоя, тепловыделение в котором рассчитывают), передачей кинетической энергии быстрых нейтронов в процессе их замедления, поглощением заряженных частиц, образовавшихся в результате нейтронных реакций. Итак, величину радиационного тепловыделения можно представить в виде суммы

$$Q(\mathbf{r}) = Q_\gamma(\mathbf{r}) + Q_{\alpha, p}(\mathbf{r}) + Q_{es}(\mathbf{r}), \quad (2)$$

причем

$$Q_\gamma(\mathbf{r}) = Q_{\gamma_0}(\mathbf{r}) + Q_{\gamma_c}(\mathbf{r}) + Q_{\gamma_{in}}(\mathbf{r}),$$

где $Q_\gamma(\mathbf{r})$ — составляющая тепловыделения, обусловленная поглощением γ -излучения из активной зоны ($Q_{\gamma_0}(\mathbf{r})$), γ -излучения, связанного с радиационным захватом нейтронов ($Q_{\gamma_c}(\mathbf{r})$) и γ -излучения, возникающего при неупру-

гом рассеянии ($Q_{\gamma in}(\mathbf{r})$); $Q_{\alpha, p}(\mathbf{r})$ — составляющая тепловыделения, обусловленная поглощением α -частиц и протонов; $Q_{es}(\mathbf{r})$ — тепловыделение, связанное с упругим рассеянием нейтронов.

Расчет γ -составляющей тепловыделения сводится к определению величин скалярных потоков γ -излучения различных энергий $\varphi_{\gamma}(\mathbf{r}, E)$. В этом случае

$$Q_{\gamma}(\mathbf{r}) = k \int_E \varphi_{\gamma}(\mathbf{r}, E) E \mu_{\gamma n}(\mathbf{r}, E) dE, \quad (3)$$

где $\mu_{\gamma n}(\mathbf{r}, E)$ — линейный коэффициент поглощения γ -излучения с энергией E в точке $\mathbf{r}$. В практических расчетах интегрирование заменяется суммированием по всем энергиям γ -излучения.

В том случае, если расчет потоков $\varphi_{\gamma}(\mathbf{r}, E)$ проводится методом лучевого анализа, эффект накопления рассеянного γ -излучения учитывается введением фактора накопления поглощенной энергии. Задача существенно усложняется, если пространство между источником и расчетной точкой заполнено слоями различных материалов. В таком случае фактор накопления поглощенной энергии может быть учтен с помощью формул Бродера [6] или Калоса [7]. Однако применение этих формул существенно увеличивает объем расчетных работ, поэтому получил распространение метод расчета с помощью эквивалентной замены одного материала другим. Условие эквивалентности, очевидно, должно исходить из равенства величин удельных тепловыделений, обусловленных поглощением γ -излучения энергии E за слоями различных материалов [8]. Однако следует учесть, что для достаточно точного расчета в случае резко выраженной гетерогенной структуры тепловой защиты нельзя пользоваться общеизвестными факторами поглощенной энергии, рассчитанными для бесконечных однородных сред. В этом случае необходимо с приемлемой точностью решать уравнение переноса γ -излучения. В работе [8] приведены графики, определяющие эквивалентные толщины железа и воды, рассчитанные применительно к спектру захватного γ -излучения железа, хрома, никеля и воды. Осуществив эквивалентную замену, можно проводить расчет с привлечением фактора накопления однородного материала (например, стали). В практических расчетах γ -составляющей тепловыделения функции пространственного распределения удельной мощности источников γ -излучения часто представляют в виде ступенчатой функции [8] или в виде нескольких экспонент [5].

В связи с тем что пробеги протонов и α -частиц с энергией $E_{p, \alpha} < 10$ Мэв в стали корпуса реактора не превышают 0,15 мм, можно считать, что энергия выделяется в точке, где произошла реакция (n, p) или (n, α). Поэтому

$$Q_{p, \alpha}(\mathbf{r}) = k E_{p, \alpha} \int nv(\mathbf{r}, E) \Sigma_{p, \alpha}(\mathbf{r}, E) dE, \quad (4)$$

где $E_{p, \alpha}$ — энергия протонов или α -частицы; $\Sigma_{p, \alpha}(\mathbf{r}, E)$ — макроскопическое сечение реакции (n, p) или (n, α) для нейтронов с энергией E . Составляющая тепловыделения, обусловленная упругим рассеянием $Q_{es}(\mathbf{r})$ определяется выражением

$$Q_{es}(\mathbf{r}) = k \int_E \overline{\Delta E}(E) nv(\mathbf{r}, E) \Sigma_{es}(\mathbf{r}, E) dE, \quad (5)$$

где $\Sigma_{es}(\mathbf{r}, E)$ — макроскопическое сечение упругого рассеяния нейтронов энергии E в точке $\mathbf{r}$; $\overline{\Delta E}(E)$ — средний сброс энергии нейтрона в результате рассеяния. Как известно, $\overline{\Delta E}(E) = \frac{2AE}{(A+1)^2} (1 - \bar{\mu})$, где $\bar{\mu}$ — средний косинус угла рассеяния. Если рассеяние изотропно, $\bar{\mu} = 0$.

В работах [9–11] приведены результаты экспериментального определения величин радиационных тепловыделений с помощью ионизационных камер емкостного типа [9, 10] и путем измерения перепада температур в стальном экране хромель-алюмелевыми термопарами. Данные расчета хорошо совпадают с экспериментом [11]. Наиболее полно изучены вопросы радиационных тепловыделений в корпусах водо-водяных реакторов, тепловая защита которых представляет собой железо-водную смесь. В зависимости от состава тепловой защиты изменяется вклад различных составляющих тепловыделения; однако для железо-водной тепловой защиты любого состава можно определить три главные составляющие, обусловленные поглощением γ -излучения из активной зоны, а также захватного γ -излучения из корпуса реактора и из железа, входящего в состав тепловой защиты. Вклад этих составляющих в величину суммарного тепловыделения составляет обычно более 90%.

В работе [8] достаточно обстоятельно исследовалось влияние состава тепловой защиты на величины радиационных тепловыделений в корпусе. Исследования позволили установить области концентрации железа в железо-водной тепловой защите, соответствующие минимальному значению радиационного тепловыделения. Как оказалось, минимальное значение $Q_{\min}$ достигается при содержании 65–70 об.% железа в тепловой защите. Такой же состав тепловой

защиты соответствует минимальной мощности дозы γ -излучения из активной зоны, тепловой защиты и корпуса реактора.

Следует отметить, что величина суммарного тепловыделения в точках, расположенных на внутренней поверхности корпуса реактора, достигает минимума также при концентрации железа $\omega_{\text{Fe}} = 100\%$. Однако в этом случае при углублении в корпус величина тепловыделения сильно возрастает. Многочисленные расчеты плотности радиационных тепловыделений, а также результаты экспериментальных исследований [10] позволяют сделать вывод, что при изменениях толщины тепловой защиты в небольших пределах ($\sim \pm 6$ см) справедливо выражение

$$Q(x \pm \Delta x, \omega_{\text{Fe}}) = Q(x, \omega_{\text{Fe}}) e^{\pm \frac{\Delta x}{\lambda_t(\omega_{\text{Fe}})}}, \quad (6)$$

где $Q(x, \omega_{\text{Fe}})$ — удельная мощность радиационных тепловыделений в железе за слоем железо-водной тепловой защиты толщиной x , содержащей ω_{Fe} об.% железа; $\lambda_t(\omega_{\text{Fe}})$ — эффективная длина релаксации удельной мощности радиационных тепловыделений для тепловой защиты, содержащей ω_{Fe} об.% железа.

На рис. 1 приведена зависимость $\lambda_t(\omega_{\text{Fe}})$, пользуясь которой можно проводить оценочные расчеты. Изменение толщины корпуса реактора слабо влияет на величину радиационного тепловыделения на его внутренней поверхности.

Радиационные тепловыделения можно уменьшить, вводя в тепловую защиту бор. Практически это может быть выполнено, например, путем замены части тепловых экранов, выполненных из обычной нержавеющей стали, на

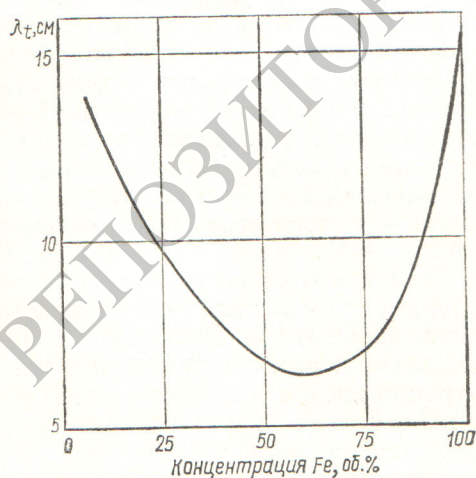


Рис. 1. Зависимость эффективной длины релаксации тепловыделений от состава железо-водной тепловой защиты.

экраны из бористой стали. Вопросы борирования тепловой защиты подробно изучены в работах [8, 12], результаты которых позволяют сделать следующие выводы:

1. Борирование тепловой защиты достаточно эффективно снижает радиационные тепловыделения в корпусе реактора. Увеличение толщины слоя железо-водной тепловой защиты, в которую введен бор, более чем на 6 см существенно только для составляющих тепловыделения, обусловленных поглощением захватного γ -излучения из тепловой защиты.

2. В качестве материала боросодержащих экранов может быть использована бористая сталь с содержанием бора ~ 1 вес.%. Применение в составе тепловой защиты экранов из бористой стали с содержанием бора выше 2 вес.% нецелесообразно, поскольку дальнейшее увеличение концентрации бора существенно ухудшает механические свойства стали, но не приводит к заметному снижению тепловыделения.

3. Применение боросодержащих блокировок внешней поверхности корпуса реактора малоэффективно в отношении сокращения удельной мощности тепловыделений, однако использование таких блокировок в совокупности с борированием тепловой защиты позволяет снизить величины радиационных тепловыделений более чем в два раза по всей толщине корпуса реактора.

В связи с созданием мощных жидкометаллических и газоохлаждаемых реакторов возникает проблема оптимизации тепловой защиты, включающей в себя температуростойкие гидриды металлов, карбид бора и другие материалы.

Вопросы защиты корпуса реактора от радиационных нарушений

Образование структурных нарушений в стали корпуса реактора обусловлено главным образом нейтронами. Быстрые и промежуточные нейтроны, взаимодействуя с веществом, образуют первичные атомы отдачи, в свою очередь смещающие другие атомы. Критерием степени радиационного повреждения материала может служить полное число смещенных атомов [13—15]. Проще всего предположить, что изменение механических свойств материала под действием облучения пропорционально этой величине. В действительности картина радиационного повреждения материала достаточно сложна. Первичные атомы отдачи, передавая свою энергию другим атомам, создают целую область, в которой размещаются дефекты различных «сортов», причем уже при обычной тем-

пературе значительная часть этих дефектов отжигается [13], так что остаются лишь наиболее устойчивые. Картина сохранившейся дефектной области, а также влияние на механические свойства количества таких областей, их размеров и т. д. еще очень мало изучены и поэтому приходится прибегать к довольно умозрительным моделям. Наиболее простой моделью явилась бы модель независимо действующих и «элементарных» дефектов. В этом случае величину изменения механических характеристик материала следует считать пропорциональной энергии первичного атома отдачи, т. е. число дефектов тем больше, чем больше энергия первичного атома. Что касается «качества» возникающих дефектов, то оно в этой модели не должно существенно зависеть от энергии первичного атома, поскольку определяется последней стадией замедления атомов, когда их энергия приближается к энергиям образования дефектов (30—60 эв). По этой простейшей модели следует ожидать примерной пропорциональности между изменением механических характеристик и энергией нейтронов, вызывающих нарушение (с точностью до энергетической зависимости нейтронных сечений, средних потерь энергии на столкновение и ионизационных потерь быстрых атомов). По-видимому, более близкой к действительности была бы модель, учитывающая взаимодействие дефектов, которые возникают вдоль пути первичного атома отдачи, поскольку расстояния между последовательно образованными вторичными смещенными атомами оказываются порядка величины межатомных расстояний. Бринкман [16] предположил, что изменение свойств материалов определяется не количеством элементарных дефектов типа «вакансия — внедренный атом», а количеством «пиков смещения», вызываемых первичными атомами отдачи и представляющих собой области вдоль пути первичного атома, где сконцентрированы дефекты. По этой модели быстрый атом, пока его энергия достаточно высока, образует вдоль своего пути только единичные дефекты; когда же замедляясь атом теряет энергию, длина его свободного пробега уменьшается настолько, что создаются условия для быстрой передачи остатка кинетической энергии атомам среды. Так, в конце своего пробега атом создает «пик смещения». Естественно, что в области достаточно высоких энергий количество «пиков смещения» будет слабо зависеть от энергии нейтронов. Энергия нейтронов скорее будет сказываться на размерах дефектных областей, влияние которых на меха-

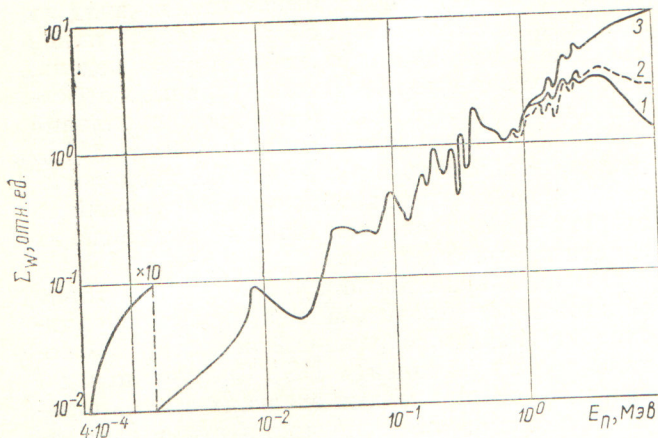
нические свойства пока неизвестно, но вряд ли оно будет велико. Таким образом, модель пиков смещения, так же как и любая другая модель, учитывающая взаимодействие вторичных дефектов (например, модель устойчивых скоплений вакансий и внедренных атомов Зеегера [17]), должна приводить к более слабой энергетической зависимости радиационных нарушений от энергии нейтронов, чем модель независимых элементарных дефектов.

В первом приближении число первоначально образованных независимых дефектов пропорционально энергии, переданной веществу нейтронами при их замедлении [18]. Следует, правда, отметить, что при малых энергиях атомов отдачи их столкновения с другими атомами являются в основном упругими, но с ростом энергии увеличивается вероятность неупругих столкновений [15, 19], при которых энергия может передаваться в форме электронного возбуждения или ионизации. С точки зрения радиационного повреждения материалов наиболее существенны упругие столкновения между атомами, смещающие их со своих мест в решетке. Поэтому ионизационные потери энергии при определении числа дефектов следует исключить из всех энергетических потерь.

Предполагая, что первично выбитые атомы создают дальнейшие нарушения путем упругих соударений, происходящих по закону столкновения твердых шаров, Кинчин и Пиз [20] рассчитали число последующих поколений смещенных атомов, создаваемых одним первичным атомом.

Одна из первых попыток корректно учесть зависимость плотности радиационных повреждений от энергии нейтронов принадлежит Россину [21], который, пользуясь моделью элементарных независимых дефектов, учитывая только упругое рассеяние, рассчитал энергетический ход сечения образования радиационных нарушений в стали. В работе [14] получены функции сечения образования дефектов с учетом упругого и неупругого рассеяний и поглощения (реакция (n, γ) , (n, α) , (n, p) и т. д.) для нейтронов с энергией E .

В связи с тем, что имеется очень мало экспериментальных данных относительно энергетической зависимости ионизационных потерь, а теоретическое описание этого вопроса довольно затруднительно из-за сложности описания изменения эффективного заряда тяжелых движущихся атомов, авторы работы [14] использовали величину эффективного порога ионизации $E_{a. \text{ион}}$. В этом случае при энергии первичного атома отдачи $E_a \geq E_{a. \text{ион}}$ эффект иони-



Р и с. 2. Энергетическая зависимость радиационной эффективности нейтронов:

1 — с учетом эффекта ионизации (уточненная модель Кинчина — Пиза I); 2 — без учета эффекта ионизации и неупругих процессов (модель Россина III); 3 — без учета эффекта ионизации, но с учетом неупругих процессов (модель II).

зации отсутствует и число смещенных атомов пропорционально E_a , если же $E_a > E_{a.ион}$, весь избыток энергии $E_a - E_{a.ион}$ затрачивается только на ионизацию. В подобных предположениях относительное сечение образования дефектов $\Sigma_w(E)$ можно определить следующим образом:

$$\Sigma_w(E) = \int_0^E dE' \Sigma_{el}(E \rightarrow E') R(E_{a.el}) + \int_0^E dE' \Sigma_{in}(E \rightarrow E') R(E_{a.in}) + \Sigma_a(E) R(E_{a.a}) \quad (7)$$

где $\Sigma_{el}(E \rightarrow E')$, $\Sigma_{in}(E \rightarrow E')$ — сечения упругого и неупругого сброса энергии нейтрона E до энергии E' , в результате которого атом отдачи приобретает кинетическую энергию, равную соответственно $E_{a.el}$ и $E_{a.in}$; $\Sigma_a(E)$ — сечение поглощения нейтрона с энергией E , в результате которого кинетическая энергия атома становится равной $E_{a.a}$. Здесь

$$R(E_a) = \begin{cases} kE_a & \text{при } E_{a.c} \leq E_a \leq E_{a.ион} \\ kE_{a.ион} & \text{при } E_a > E_{a.ион} \end{cases} \quad (8)$$

— функция, пропорциональная количеству образованных дефектов атомов с кинетической энергией E_a ; $E_{a.c}$ — пороговая энергия смещения атома. С помощью изложенной модели в работе [14] были получены выражения, позволяющие рассчитать функцию радиационной эффективности нейтронов, и приведены резуль-

таты подобного расчета для стали (железа). Эти результаты графически изображены на рис. 2. Истинная эффективность нейтронов по отношению к радиационному повреждению материалов при $E > E_{ион}$ (в предположении справедливости модели независимых дефектов), по-видимому, должна являться некоторой промежуточной величиной между границами, определяемыми кривыми 1 и 2.

Рассмотренная картина радиационного повреждения металлов исходит в основном из модели независимых элементарных дефектов. В теории прочности и пластичности металлов считается общепринятым, что элементарные дефекты играют основную роль в изменении физических свойств материалов (электросопротивление, внутреннее трение, диффузия и т. п.), а изменение механических свойств обусловлено комплексными дефектами. Затруднения вызывает определение числа этих комплексных дефектов в зависимости от энергии нейтронов. Максимально возможное число комплексных дефектов равно числу смещенных атомов с энергиями выше некоторой пороговой величины $E_{a.k}$, достаточной для образования комплексного дефекта. В работах [24, 25] предлагается считать это число равным числу первично выбитых атомов с энергией $E_a > E_{a.k}$. Такое описание дает нижнюю границу числа образованных дефектов и является предельной оценкой, завышающей роль промежуточных нейтронов (назовем такое рассмотрение моделью IV). На основании этого предположения в работе [14] получено выражение, определяющее энергетическую зависимость радиационной эффективности нейтронов для $E_{a.k} = 0,4$ кэВ. В работе [26] предполагается другое значение $E_{a.k} = 3$ кэВ.

Подтверждением справедливости той или иной модели могут служить исследования одинаковых образцов материала, облученных нейтронами различных спектров. В работе [27] приведены результаты испытания образцов стали А-212В, облученных в тяжеловодном реакторе при температуре 140°C . Результаты этой работы не смогли подтвердить однозначно модель Россина, но тем не менее показали ее удовлетворительную работоспособность для оценки влияния различных нейтронных спектров. Для убедительного доказательства преимуществ какой-либо модели необходимы тщательно поставленные эксперименты, учитывающие фактор температуры облучения, радиационное воздействие тепловых нейтронов и т. п. Возможно, что в различных интервалах температур облу-

чения будут иметь преимущества различные модели. Следует отметить, что все перечисленные модели далеки от совершенства. Они не учитывают, во-первых, эффекта накопления нарушений в течение времени облучения, во-вторых, явления отжига, в частности отжиг за счет радиационных тепловыделений, т. е. эти модели носят статистический характер и не учитывают особенностей образования и эволюции дефектов. Кроме того, изложенные соображения не отражают квантово-механических особенностей процесса образования нарушений, которые должны проявляться в области малых энергий нейтронов, наконец, перечисленные модели не могут быть использованы для абсолютных оценок радиационного воздействия, поскольку в настоящее время неизвестна связь между изменением свойств материала и количеством образовавшихся нарушений.

В том случае, если в окрестности точки $\mathbf{r}$ известна функция радиационной эффективности нейтронов $\Sigma_w(\mathbf{r}, E)$, степень радиационного повреждения материала $G(\mathbf{r})$ может быть рассчитана с помощью следующего выражения:

$$G(\mathbf{r}) = \int_E \Sigma_w(\mathbf{r}, E) F(\mathbf{r}, E) dE, \quad (9)$$

где $F(\mathbf{r}, E)$ — интегральный поток нейтронов с энергией E , попадающий в окрестность точки $\mathbf{r}$ за время облучения (нейтр/см²).

Определение потоков нейтронов различных энергий, падающих на корпус реактора, проводится с помощью группового анализа пространственно-энергетического распределения быстрых и промежуточных нейтронов в защите корпуса. В таблице приведены значения сечений $\Sigma_w^{(n)}$ образования дефектов в железе нейтронами n -й группы для различных моделей.

Указаны также интервалы энергии ΔE_n нейтронов каждой группы для спектра нейтронов

деления $\chi(E)$ при нормировке $\int_0^\infty \chi(E) dE = 1$,

доли $\Delta\chi_n^*$ спектра $\chi^*(E) = \chi(E) + \frac{1}{E} \int_E^\infty \chi(E) dE$

при нормировке $\int_{1 \text{ Мэв}}^\infty \chi^*(E) dE = 1$, а также сред-

ние значения энергии нейтронов каждой группы $\bar{E}_n$ для этого спектра. Приведенные сечения измерены в единицах радиационного повреждения, предложенных Россиным [27]. Единица радиационного повреждения соответствует ра-

Групповые сечения образования радиационных нарушений

Номер группы	$\Delta E_n, \text{ Мэв}$	$\bar{E}_n, \text{ Мэв}$	Δf	$\Delta\chi^*$	$\Sigma_w^{(n)}$			
					I	II	III	IV
1	10,5—2,5	3,54	0,288	0,306	1,37	1,92	1,60	1,04
2	2,5—1,4	1,82	0,270	0,392	1,23	1,02	1,14	1,07
3	1,4—0,8	1,05	0,202	0,452	0,82	0,54	0,68	0,88
4	0,8—0,4	0,58	0,141	0,493	0,60	0,35	0,53	0,99
5	0,4—0,1	0,22	0,085	1,10	0,25	0,15	0,22	1,03
6	0,1—0,4 · 10 ⁻³	0,03	0,013	3,57	0,055	0,032	0,048	0,60

Примечание. Римские цифры обозначают модели, на основании которых проведен расчет: I — модель независимых дефектов, учитывающая эффект ионизации и неупругие процессы (уточненная модель Кинчина — Пиза); II — модель независимых дефектов, не учитывающая эффекта ионизации; III — модель независимых дефектов, не учитывающая неупругие процессы и ионизацию (модель Россина); IV — модель комплексных дефектов (предельная оценка, $E_a, \kappa = 0,4 \text{ кэв.}$)

диационному эффекту от единичного потока нейтронов спектра деления. Таким образом, вводится следующая нормировка сечения образования нарушений:

$$\int_0^\infty \Sigma_w(E) \chi(E) dE = 1. \quad (10)$$

Групповые сечения, приведенные в таблице, получены усреднением по спектру $\chi^*(E)$.

Очевидно, при N -групповом рассмотрении выражение (9) можно представить в виде

$$G(\mathbf{r}) = \sum_{n=1}^N \Sigma_w^{(n)} F^{(n)}(\mathbf{r}), \quad (11)$$

где $F^{(n)}(\mathbf{r})$ — интегральный поток нейтронов n -й группы, попадающей в окрестность точки $\mathbf{r}$ за время облучения.

В работе [14] исследовалась зависимость плотности радиационных нарушений в стали корпуса реактора от состава тепловой железобетонной защиты. На рис. 3 приведены результаты расчета зависимости отношения $G_{\text{отн}}$ интеграла облучения корпуса к интегралу облучения в случае защиты корпуса, состоящей полностью из железа, от объемного содержания железа в гомогенной равномерной железобетонной защите толщиной 30 см. Согласно моделям I—III (см. примечание к таблице), при 60%-ном содержании железа по объему в железобетонной смеси повреждение корпуса будет мини-

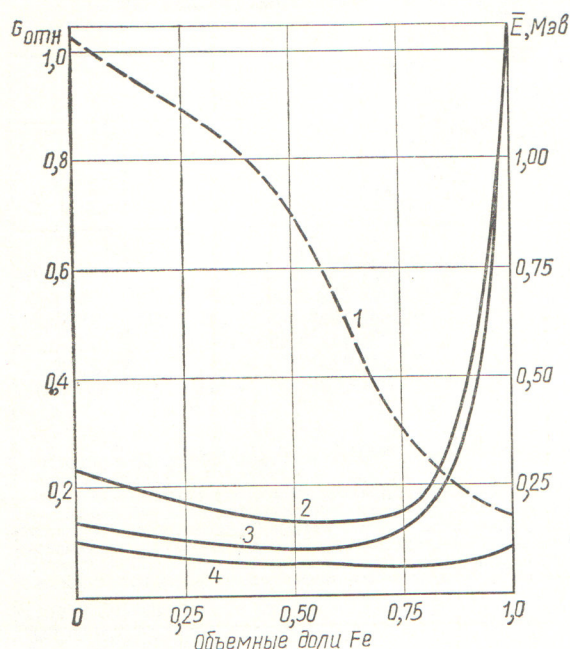


Рис. 3. Относительная величина интеграла облучения корпуса для различных концентраций железо-водной защиты толщиной 30 см:

1 — средняя энергия действующей части спектра; 2 — модель II; 3 — модель I; 4 — модель V.

мальным при толщине защиты 30 см. Аналогичные результаты были получены при использовании модели Россина в работах [8, 28].

Роль легкой компоненты в противорадиационной защите оказывается весьма существенной, и при ее отсутствии эффективность защиты снижается во много раз. Для сравнения на этом же рис. 3 показано изменение средней энергии действующей (с точки зрения радиационных повреждений) части спектра нейтронов. С увеличением доли железа жесткость спектра падает и все более возрастает роль промежуточных нейтронов. Модель IV, являющаяся предельной оценкой для промежуточных нейтронов, приводит к оптимальному содержанию железа, равному примерно 25%. Из сказанного ясно, что роль промежуточных нейтронов в процессе радиационного повреждения материалов оказывается чрезвычайно существенной. Например, для спектра водо-водяного реактора вклад нейтронов с энергией $E_n < 1$ Мэв в интеграл облучения согласно модели I составляет ~25%, а для спектра графитового реактора ~60%.

В практике реакторных расчетов часто учитывают радиационное воздействие только быст-

рых нейтронов с $E > 1$ Мэв в предположении $\Sigma_w = \text{const}$. На рис. 3 приведена также кривая, соответствующая такому предположению (модель V). В этом случае оптимальным является примерно 75%-ное содержание железа. Сравнение этой кривой с предыдущими подтверждает необходимость учета энергетической зависимости радиационной эффективности нейтронов при определении величины интеграла облучения несущих конструкций реактора. Переход от 75%-ной доли железа к 60%-ной приводит к уменьшению величины радиационного повреждения корпуса примерно в 1,4 раза.

Зависимость величины радиационного повреждения корпуса от толщины его защиты при равномерной композиции 60% Fe + 40% H₂O (для модели I) можно приближенно описать экспоненциальным законом с длиной релаксации, примерно равной длине релаксации быстрых нейтронов для этой композиции ($\lambda = 8,1$ см) [14].

На рис. 4 представлены значения оптимальных концентраций железа в равномерной железо-водной защите корпуса реактора в зависимости от ее толщины. Как видно из рисунка, композиция 65% Fe + 35% H₂O является оптимальной при больших толщинах защиты. При малых толщинах роль железа в действительности, вероятно, будет несколько большей, чем это следует из рисунка, так как истинный спектр утечки нейтронов из реактора жестче, чем принимавшийся в расчетах спектр $\chi^*(E)$. Формулы теории возмущений позволяют опре-

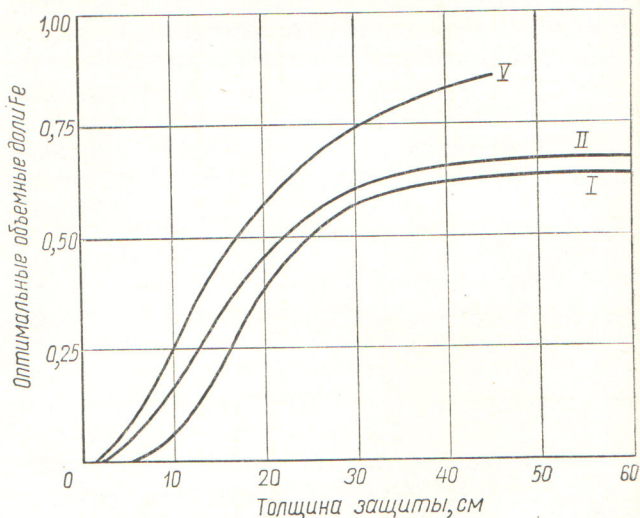


Рис. 4. Зависимость значения оптимальных концентраций железа в равномерной железо-водной защите корпуса от ее толщины (римские цифры — номера моделей).

делить значение эффективности различных материалов по отношению к величине радиационного повреждения корпуса в зависимости от места их размещения в защите. В работе [14] показано, что замена воды на железо вблизи корпуса реактора приводит к увеличению интеграла облучения последнего (из-за накопления промежуточных нейтронов). В то же время добавление железа в первые слои защиты приводит к уменьшению повреждения корпуса. На рис. 5 приведены результаты расчетов относительных величин интеграла облучения корпуса $G_{отн}$ для двухслойной железо-водной защиты толщиной 30 см по сравнению с защитой, состоящей полностью из железа. При такой гетерогенной структуре оптимальным является примерно 65%-ное содержание железа (модели I—III). Переход от оптимальной равномерной композиции к оптимальной двухслойной композиции приводит к уменьшению радиационного повреждения корпуса примерно на 25%.

Большинство экспериментаторов при исследовании механических свойств материалов под действием облучения сообщает данные в виде допустимых потоков нейтронов с энергией $E > 1 \text{ Мэв}$. Из сказанного ясно, что при использовании данных такого рода мало учитывать только лишь быстрые нейтроны, следует использовать величину допустимого интеграла облучения [12, 14].

Чрезвычайно сложным является вопрос определения срока службы корпуса реактора, т. е. установления допустимого значения интеграла облучения для каждого конкретного случая. С этой точки зрения одним из наиболее существенных последствий облучения металлов интенсивными нейтронными потоками являются их охрупчивание, проявляющееся в повышении температуры перехода из пластичного состояния в хрупкое — температуры порога хладноломкости $T_{хл}$, выше которой металлы являются пластичными, а ниже — хрупкими*. Заметное повышение $T_{хл}$ происходит лишь начиная с интегральных потоков $F^6 \approx 10^{18} \text{ нейтр/см}^2$ ($E > 1 \text{ Мэв}$); далее с ростом F^6 температура хладноломкости монотонно повышается. Например, согласно экспериментальным данным для спектра графитового реактора [29] сдвиг температуры хладноломкости $T_{хл}$ для низкоуглеродистых и малолегированных сталей для интегральных потоков быстрых нейтронов $10^{18} < F^6 < 10^{20}$

* Существуют и другие названия величины $T_{хл}$ — критическая температура хрупкости, температура нулевой пластичности.

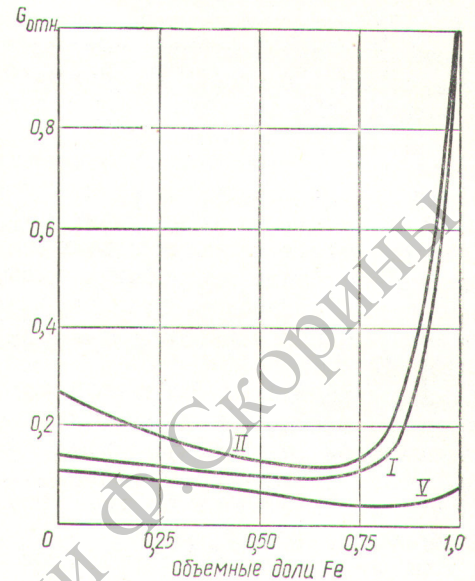


Рис. 5. Зависимость относительной величины интеграла облучения корпуса $G_{отн}$ от объемного содержания железа в двухслойной железо-водной защите (римские цифры — номера моделей).

нейтр/см² подчиняется соотношению

$$\Delta T_{хл} = C_1 + C_2 (F^6)^{1/3}. \quad (12)$$

Константы C_1 и C_2 в выражении (12) зависят от температуры облучения. Согласно данным этой же работы, для различных феррито-перлитных сталей при $10^{20} < F^6 < 4 \cdot 10^{22} \text{ нейтр/см}^2$

$$\Delta T_{хл} = C_3 + C_4 F^6. \quad (13)$$

Степень охрупчивания сталей при температуре облучения $T_{обл} < 250^\circ \text{С}$ практически не зависит от температуры. При повышении $T_{обл}$ в интервале $250\text{—}400^\circ \text{С}$ отжиг дефектов приводит к тому, что степень охрупчивания низколегированных сталей монотонно уменьшается [30]. К значительному уменьшению температуры хладноломкости приводит легирование сталей. Легирование стали 2—3% никеля снижает $T_{хл}$ примерно на 30°С , а для высоколегированных хромоникелевых сталей температура хладноломкости по сравнению с низколегированными ниже примерно на $60\text{—}80^\circ \text{С}$. Однако для таких сталей ни высокая температура облучения, ни отжиг не приводят к возврату свойств материала, и для них имеет место рост охрупчивания с возрастанием $T_{обл}$ [30]. Для высоколегированных хромоникелевых сталей при температуре облучения $T_{обл} \sim 400\text{—}600^\circ \text{С}$ также обнаружено резкое падение пластичности

[31]. Причина такого поведения аустенитных сталей при высоких температурах облучения пока остается неясной. В некоторых работах, например [31], высказывается предположение, что причиной высокотемпературного охрупчивания аустенитных сталей является реакция $Ni^{58}(n, p)Co^{58}$; продуктом ее является водород, накопление которого и приводит к образованию газовых полостей на границах зерен стали. Однако облучение низколегированных сталей, насыщенных водородом, не приводит к их высокотемпературному охрупчиванию (при $T_{обл} = 250^\circ C$) [32].

Все приведенные выше данные служат иллюстрацией необходимости определения радиационных эффектов конкретно для каждой марки стали в различных интервалах температуры облучения. При этом существен также тип термобработки данной стали.

Для повышения работоспособности корпуса реактора необходимо разработать стали, имеющие малую начальную температуру хладноломкости, небольшую скорость изменения последней с ростом интеграла облучения, а также насыщение охрупчивания при достаточно малых интегралах облучения.

Знание зависимости температуры хладноломкости материала корпуса реактора от интеграла облучения позволяет определить допустимое значение интеграла облучения. Общепринята точка зрения [30], что относительно безопасной областью рабочих температур являются температуры, превышающие $T_{хл}$ не менее чем на $15^\circ C$.

Следует отметить, что самым опасным с точки зрения разрушения корпуса является наличие источников местного напряжения в местах наиболее интенсивных нейтронных потоков.

Для удобства оценок радиационных эффектов можно воспользоваться предложением авторов работы [33] о введении эффективного порога энергии $E_{эфф.пор}$ нейтронного спектра, вызывающего радиационные эффекты:

$$G = \int_0^\infty \Sigma_w(E) F(E) dE = \Sigma_w^{эфф} \int_{E_{эфф.пор}}^\infty F(E) dE,$$

где $\Sigma_w^{эфф}$ — эффективное сечение радиационного повреждения, равное

$$\Sigma_w^{эфф} = \frac{\int_0^\infty \Sigma_w(E) F(E) dE}{\int_{E_{эфф.пор}}^\infty F(E) dE}.$$

Исследование зависимости $\Sigma_w^{эфф}$ от эффективного порога $E_{эфф.пор}$ для различных спектров (спектр деления, спектр графитового и водородного реактора) показали, что независимо от вида спектра при $E_{эфф.пор} = 0,4$ Мэв для стали (при использовании модели III) получается примерно одно и то же значение $\Sigma_w^{эфф}$. Таким образом, знание интегрального потока быстрых нейтронов с $E > 0,4$ Мэв почти однозначно определяет радиационный эффект всего облучающего спектра независимо от вида последнего, и для получения интеграла облучения в единицах радиационного повреждения следует значение интегрального потока быстрых нейтронов $F^b(E > 0,4 \text{ Мэв})$ умножить на $\Sigma_w^{эфф} = 1,1$.

Изложенное выше позволяет сделать вывод, что при выборе состава тепловой защиты нужно исходить из условия обеспечения работоспособности корпуса реактора. В зависимости от применяемых материалов тепловой защиты определяющим фактором может оказаться либо радиационная стойкость, либо тепловыделение. В случае железо-водных композиций, как показывает опыт расчетов, проектирования и эксплуатации установок, определяющим фактором является процесс радиационных нарушений поэтому состав реальной защиты целесообразно брать ближе к оптимальному по радиационной стойкости.

Поступила в Редакцию 16/V 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Л. Бродер. В сб. «Вопросы физики защиты реакторов». Вып. 1, М., Госатомиздат, 1963, стр. 60.
2. Т. А. Гермогенова, А. П. Суворов, В. А. Уткин. Там же. Вып. 2, 1966, стр. 22.
3. А. П. Веселкин, М. Е. Нетеча, А. В. Никитин. Там же, стр. 141.
4. Биологическая защита ядерных реакторов. Перевод с англ. под ред. Ю. А. Егорова. М., Атомиздат, 1965.
5. Д. Л. Бродер, К. К. Попков, С. М. Рубанов. Биологическая защита судовых реакторов. Л., «Судостроение», 1964.
6. Д. Л. Бродер, К. К. Каюрин, А. А. Кутузов. В сб. «Вопросы физики защиты реакторов» Вып. 1. М., Госатомиздат, 1963, стр. 198.
7. S. Miyasaka, A. Tsuruo. J. Nucl. Sci. Techn. 3, 393 (1966).
8. Д. Л. Бродер, К. К. Попков, С. М. Рубанов. Малогабаритная защита реакторов. М., Атомиздат, 1967.
9. Физика промежуточных реакторов. Перевод с англ. под редакцией И. А. Стенбока. М., Госатомиздат, 1961.

10. Д. Л. Бродер и др. В сб. «Вопросы физики защиты реакторов». Вып. 1. М., Госатомиздат, 1963, стр. 234.
11. Р. М. Вознесенский и др. Там же. Вып. 2, 1966, стр. 175.
12. Е. Н. Горянина и др. «Атомная энергия» 19, 383 (1965).
13. С. Т. Конобеевский. Действие облучения на материалы. М., Атомиздат, 1967.
14. В. В. Орлов, А. П. Суворов. В сб. «Вопросы физики защиты реакторов», М., Атомиздат, 1966, стр. 123.
15. Дж. Динс, Дж. Виниард. Радиационные эффекты в твердых телах. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
16. J. Brinkmann. J. Appl. Phys., 25, 961 (1954).
17. A. Seeger. Radiation Damage in Solids. Vol. 1, Proceedings Symposium Venice, 1962, Vienna, 1962, p. 101.
18. Н. Н. Пономарев-Степной. «Атомная энергия», 11, 184 (1961).
19. Н. Бор. Прохождение атомных частиц через вещество», М., Изд-во иностр. лит., 1960.
20. G. Kinchin, R. Pease. J. Nucl. Energie, 1, 200 (1955).
21. A. Rossin. Nucl. Sci. Engng, 9, No. 2, 137 (1961).
22. J. Gluthon. Properties of reactor materials and the effects of radiation damage. Pros. Conf. Gloucestershire. 1961, London, 1962, p. 31.
23. Б. Бергелсон. Jaderná energie, 10, 152 (1964).
24. R. Barnes. In Radiation Effect in Inorganic Solids. Discussion on the Farady Society. Vol. 31, Aberdeen, 1961, p. 38.
25. В. К. Адамович. «Атомная энергия», 15, 430 (1963).
26. J. Beeler. J. Appl. Phys., 37, No. 8, 3000 (1966).
27. A. Rossin. Nucl. Engng Design, 1, 76 (1965).
28. К. К. Попков, С. М. Рубанов. «Атомная энергия», 18, 70 (1965).
29. А. Д. Амаев, П. А. Платонов, Н. Ф. Ирав-дюк. Доклад № 339, представленный СССР на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1964).
30. L. Steele. Nucl. Engng Design, 3, 287 (1966).
31. Е. В. Гусев и др. Доклад № 339-а, представленный СССР на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1964).
32. A. Rossin et al. Nucl. Engng Design, 4, 446 (1966).
33. R. Dahl, H. Yoshikawa. Nucl. Sci. Engng, 21, 312 (1965).

Накопление замедляющихся нейтронов в защите реактора

А. П. ВЕСЕЛКИН, Ю. А. ЕГОРОВ, М. Е. НЕТЕЧА,
Ю. В. ПАНКРАТЬЕВ, В. И. ПИСКУНОВ

УДК 621.039.58

При проектировании и расчете защиты от излучений ядерного реактора наибольшую трудность вызывает правильное определение мощности дозы, обусловленной нейтронным излучением. Это обстоятельство может быть объяснено как разнообразием процессов взаимодействия нейтронов с веществом, так и сложностью используемых методов расчета. Мощность дозы нейтронов может быть определена с помощью дозовой зависимости [1], если известно пространственно-энергетическое распределение нейтронов в защите. Вопрос о прохождении быстрых нейтронов ($E_n \geq 2 \text{ Мэв}$) через защиту исследован довольно полно. Мощность дозы быстрых нейтронов может быть определена благодаря развитой и широко применяемой методике сечения выведения [2,3]. Согласно этой методике мощность дозы быстрых нейтронов за однородной защитой реактора может быть найдена из соотношения

$$P_{б.н}(d) = P_{б.н}(0) \exp - [\Sigma_v d], \quad (1)$$

где $P_{б.н}(0)$ — мощность дозы быстрых нейтронов без защиты; Σ_v — сечение выведения для материала защиты; d — толщина защиты. Аналогично определяется мощность дозы быст-

рых нейтронов за многослойной защитой, состоящей из материалов M_i толщиной каждого слоя T_i :

$$P_{б.н}(M_i, T_i) = P_{б.н}(0) \exp - \left[\sum_i T_i \Sigma_{bi} \right]. \quad (2)$$

Если в соотношениях (1) и (2) учесть зависимость величины сечения выведения от толщины защиты или вместо сечения выведения использовать длины релаксаций мощности дозы быстрых нейтронов λ_i , то можно определить пространственное распределение мощности дозы быстрых нейтронов в защите. Труднее оценить вклад в мощность дозы замедляющихся нейтронов. Для его определения обычно решается многогрупповая задача о пространственно-энергетическом распределении нейтронов в одном из приближений метода сферических гармоник [4—7]. Реже для этих целей используется метод Монте-Карло [8, 9]. Решение многогрупповой задачи позволяет определить групповые потоки нейтронов, которые с помощью групповых дозовых коэффициентов Снайдера β_j дают возможность найти мощность дозы замедляющихся нейтронов:

$$P_{з.н}(d) = \sum_j \Phi_j \beta_j. \quad (3)$$