

31 тыс. руб./кВт для варианта с установкой дополнительной дизель-генераторной станции (2), 620 руб./кВт для варианта с перекоммутацией каналов (3).

Из рис. 2 следует, что наличие трех дизель-генераторов (трехканальная действующая система резервирования) является необходимым условием функционирования энергоблока. Наличие четвертого дизель-генератора в соответствии с предлагаемой методикой нормирования нецелесообразно. Простая перекоммутация на соседний канал смежного блока путем подключения к одному из его дизель-генераторов оказывается целесообразной даже при ее завышенной оценочной стоимости $31 \cdot 10^5$ руб. (увеличение мощности резерва на блок сопоставимо с установкой дополнительного дизель-генератора на 5 МВт, удельные капиталовложения на прокладку кабеля исходя из оценочной стоимости перекоммутации составляет 620 руб./кВт).

Таким образом, в соответствии с изложенной методикой нормативной следует считать такую надежность рассматриваемых систем, при которой реализованы все известные мероприятия по увеличению ее уровня, обеспечивающие большее или равное снижение вероятного риска по сравнению с ростом денежных инвестиций на мероприятия по повышению надежности.

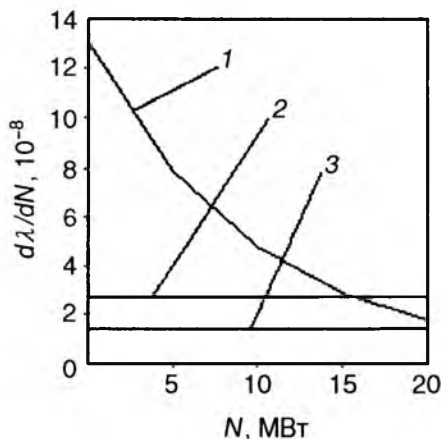
Расчеты на примере обесточивания АЭС показывают, что в соответствии с принятым подходом установка четвертой резервной дизель-генераторной станции нецелесообразна, экономически оправдана перекоммутация на соседний канал безопасности смежного блока.

Статья подготовлена при поддержке гранта РФФИ №00-02-16097.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванов Е.А., Хамьянов Л.П. Допустимая вероятность и масштаб тяжелой аварии на АЭС. — Атомная энергия, 1998, т. 84, вып. 2, с. 107—113.
2. Аминов Р.З., Борисенков А.Э., Хрусталева В.А. Оценка частоты внешнего обесточивания энергоблоков АЭС с ВВЭР. — Там же, 1997, т. 83, вып. 2, с. 124—127.

Поступило в Редакцию 13.02.02



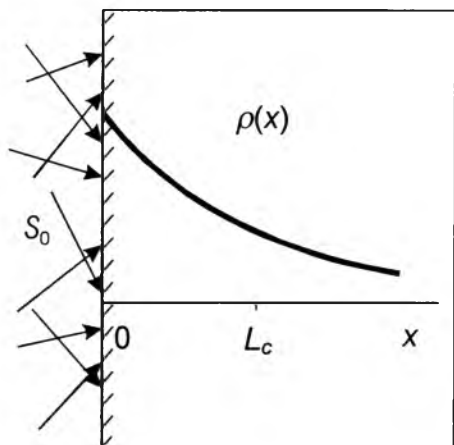
Р и с. 2. Достаточность мощности резервных дизель-генераторов в систему резервирования собственных нужд при разных оценках вероятного ущерба при запроектной аварии

УДК 539.171; 620.186; 621.039 ОЦЕНКА ОСЛАБЛЕНИЯ И ЗАМЕДЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ НАНОСТРУКТУРНЫМИ МАТЕРИАЛАМИ

Артемов В.А. (НИИ технологии материалов)

В настоящем сообщении обсуждаются особенности ослабления и замедления нейтронов в ультрадисперсном порошке с размером частиц ~ 10 нм.

Ослабление нейтронов в наноструктурном материале. Сопоставимость размеров a структурных единиц материала (частиц ультрадисперсного порошка) и длины волны медленных нейтронов λ обуславливает эффективное когерентное рассеяние нейтронов малыми частицами на характерный угол $\sim \lambda/a$ дополнительно к рассеянию нейтронов отдельными ядрами вещества. Вследствие этого уменьшается коэффициент диффузии нейтронов и увеличивается их поглощение в таком материале по сравнению с обычными сплошным (поликристаллическим, аморфным) или мелкодисперсным материалами со средним характерным размером неоднородностей ~ 10 — 100 мкм.



Р и с. 1. Облучение поверхности материала плоским источником нейтронов интенсивностью S_0

нейтронов $1,5k_B T$, где k_B — постоянная Больцмана. Для плоского источника имеем решение уравнения диффузии $\rho(x) = (S_0 L_c / D) \exp(-x/L_c)$ [1].

Сравним длину диффузии нейтронов L_c для трех типов материалов одинакового химического состава, но разной структуры. Для определенности рассмотрим углерод. Материал типа 1 — обычный сплошной графит, для которого $\Sigma_{tr}^{(0)} = n_r \sigma_s (1 - 2/3A)$, где n_r — концентрация ядер (атомов) графита; σ_s — микроскопическое сечение рассеяния нейтрона ядром углерода; $A = 12$ — атомное число. Среднее время жизни нейтрона до поглощения $\tau_0 = (v \Sigma_a^{(0)})^{-1}$, где $\Sigma_a^{(0)} = n_r \sigma_c$; $\sigma_c \propto v^{-1}$ — микроскопическое

сечение поглощения нейтрона ядром углерода. Длина диффузии нейтронов $L_c^{(0)} = (3 \Sigma_{tr}^{(0)} n_r \sigma_c)^{-1/2}$. Материал типа 2 — наноструктурный материал в виде насыпного плотноупакованного ультрадисперсного порошка графита из одинаковых частиц радиусом a . Обозначим γ занятую веществом порошка часть объема материала, $\gamma = 0,74$ в случае плотной упаковки [2]. Транспортное сечение $\Sigma_{tr} = \gamma n_r \sigma_s (1 - 2/3A) + (3/2) \pi \gamma a^{-1} k^{-4} n_r^2 \sigma_s [\ln(4ka) - 0,42]$ при $ka \gg 1$, $k = 2\pi/\lambda$. Второе слагаемое в выражении для Σ_{tr} определяет вклад когерентного рассеяния нейтронов всем множеством ядер ультрадисперсных частиц. Когерентное рассеяние нейтронов ультрадисперсной частицей вычисляли в борновском приближении с использованием эффективного потенциала [3] $V(R) = \{V_0 \text{ при } R \leq a \mid 0 \text{ при } R > a\}$, где $V_0 = (2\pi \hbar^2 / m) n_r b_k \sim 10^{-7}$ эВ; m — масса нейтрона; b_k — когерентная амплитуда рассеяния нейтрона на связанном ядре углерода. Условие применения борновского приближения [4] выполнено: $V_0 a / \hbar v \leq 10^{-3} \ll 1$ для характерных значений $\lambda \sim 0,1$ — 1 нм, $a \sim 1,5$ — 10 нм, энергия нейтрона $\sim 10^{-3}$ — 10^{-2} эВ. Среднее время жизни нейтрона до поглощения $\tau = (\gamma v n_r \sigma_c)^{-1} = \tau_0 / \gamma$. Длина диффузии нейтронов $L_c = (3 \Sigma_{tr} \gamma n_r \sigma_c)^{-1/2}$. Материал типа 3 — плотноупакованный мелкодисперсный порошок графита из одинаковых частиц радиусом $a_\mu \sim 10$ — 10^2 мкм. В таком порошке $\Sigma_{tr}^{(\mu)} = \gamma \Sigma_{tr}^{(0)}$, $\tau_\mu = \tau_0 / \gamma$, коэффициент диффузии $D_\mu = D_0 / \gamma$, длина диффузии нейтронов $L_c^{(\mu)} = L_c^{(0)} / \gamma$. Концентрация ядер графита $n_r = 8,37 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ [5].

Обозначим $r = L_c / L_c^{(0)}$. Можно показать, что $L_c / L_c^{(\mu)} = \gamma r$, $r = \gamma^{-1} (1 - 2/3A)^{1/2} \times \{(1 - 2/3A) + (3/2) \pi a^{-1} n_r \lambda^4 (2\pi)^{-4} [\ln(8\pi a / \lambda) - 0,42]\}^{-1/2}$. На рис. 2 видно, что при низкой температуре ($T \sim 10$ K) ультрадисперсный порошок обладает значительно лучшей поглощающей способностью тепловых нейтронов, чем обычный сплошной материал или мелкодисперсный порошок. Поглощение медленных нейтронов существенным образом зависит от размера ультрадисперсных частиц: с уменьшением размера частиц поглощающая способность материала увеличивается. При одинаковой толщине поглощающего (защитного) слоя масса порошковой композиции вследствие пористости материала будет всегда меньше массы сплошного материала, поэтому использование ультрадисперсных порош-

Обозначим $\tau = (v \Sigma_a)^{-1}$ среднее время жизни нейтрона в материале, Σ_a , v — макроскопическое сечение поглощения и скорость нейтрона соответственно. Длина диффузии нейтронов $L_c = (D \tau)^{1/2}$, где $D = v / 3 \Sigma_{tr}$ — коэффициент диффузии нейтронов; Σ_{tr} — транспортное макроскопическое сечение. В стационарном случае в неразмножающей среде уравнение диффузии для плотности нейтронного газа ρ запишется в виде $\Delta \rho - \rho / L_c^2 = 0$. На рис. 1 изображен плоский источник нейтронов. Поверхность материала облучается равномерно моноэнергетическими тепловыми нейтронами интенсивностью S_0 нейтронов в 1 с на 1 см^2 . Материал однороден и занимает полупространство $x \geq 0$. Тепловыми будем называть термализованные нейтроны, энергия которых в среднем не изменяется при движении в среде и равна энергии теплового движения атомов (молекул) вещества. Температура тепловых нейтронов равна температуре T среды, энергия тепловых

ков в качестве защитных материалов при низкой температуре обеспечит существенно лучшие массогабаритные характеристики защиты, чем обычные материалы.

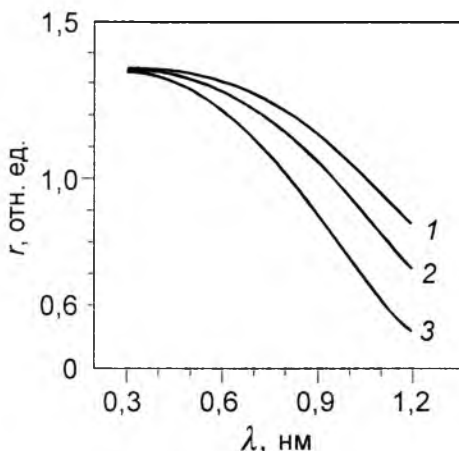
Для γ -квантов заметное увеличение поглощения в наноструктурном материале по сравнению с обычными материалами проявляется уже при длине волны излучения 0,1 нм [6—8]. для нейтронов — при длине волны 0,8 нм (см. рис. 2). Такое различие обусловлено следующим. Рассеяние γ -квантов сильно анизотропно — амплитуда рассеяния γ -квантов на отдельных атомах в конус углов $\theta \leq 0,1\lambda_\gamma$ постоянна и вне этого конуса быстро убывает [9]. Поэтому упругое когерентное рассеяние γ -квантов на ультрадисперсных частицах в конус углов $\theta \leq \lambda/a \sim 0,1\lambda_\gamma \ll 1$ (для характерных размеров $a \sim 10$ нм) превосходит суммарное сечение рассеяния на отдельных атомах материала примерно в N раз ($N \sim 10^4$ — 10^5 — число атомов в ультрадисперсной частице). Для нейтронов низкой энергии, напротив, сечение упругого рассеяния на отдельном ядре изотропно. Поэтому парциальный вклад упругого когерентного рассеяния нейтронов на ультрадисперсных частицах в полное транспортное сечение нейтронов в материале незначителен при малой длине волны λ ($\lambda/a \ll 1$) и быстро возрастает при ее увеличении ($\propto \lambda^4$) и уменьшении размера частиц ($\propto a^{-1}$). Влияние парциальной составляющей когерентного рассеяния нейтронов на ультрадисперсных частицах на кинетические коэффициенты нейтронов в наноструктурном материале становится заметным только при $\lambda/a < 1$ в отличие от случая рассеяния γ -квантов.

Приведем численные оценки для графита ($\sigma_s = 5,5$ б [10]), используемого в качестве материала замедлителя и отражателя нейтронов в тепловых реакторах [5]. Для тепловых нейтронов с $\lambda = 0,3$ нм (температура материала 672,2 К, $\sigma_c = 6,3 \cdot 10^{-3}$ б) имеем для сплошного графита $L_c^{(0)} = 38$ см, для мелкодисперсного порошка $L_c^{(\mu)} = 52$ см, для ультрадисперсного порошка $L_c = 51$ см (диаметр частиц 3—10 нм). Для тепловых нейтронов с $\lambda = 1,2$ нм (температура материала 4,2 К, $\sigma_c = 0,025$ б) имеем $L_c^{(0)} = 19$ см, $L_c^{(\mu)} = 26$ см, для ультрадисперсного порошка с диаметром частиц 10, 6 и 3 нм $L_c = 17, 14$ и 11 см соответственно.

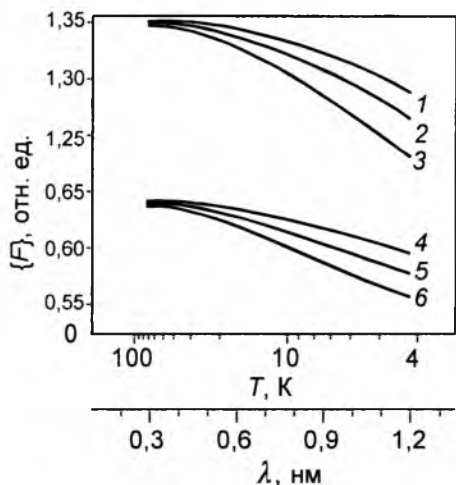
Замедление нейтронов в наноструктурном материале. Пренебрежем поглощением нейтронов при замедлении. Длина замедления нейтронов в наноструктурном материале при низкой энергии будет определяться сечением рассеяния нейтронов на отдельных ядрах и транспортным сечением, учитывающим вклад когерентного упругого рассеяния нейтронов на частицах ультрадисперсного порошка.

Для длины замедления имеем [1, 11] $L^2 = (3\xi)^{-1} \int_E^{E_0} [e\Sigma_s(\epsilon)\Sigma_t(\epsilon)]^{-1} d\epsilon$, где $\xi = 1 - [(A-1)^2/2A] \times \ln[(A+1)/(A-1)]$; E_0, E — начальная и конечная энергии нейтронов. Макроскопические сечения рассеяния Σ_s для трех рассмотренных типов материалов таковы: $\Sigma_s^{(0)} = n_r\sigma_s$ — тип 1, $\Sigma_s = \gamma n_r\sigma_s$ — тип 2 и 3. Рассмотрим дополнительно материал типа 4 — наноструктурный материал в виде насыпного плотноупакованного ультрадисперсного порошка алмаза из одинаковых частиц радиусом a . Макроскопическое сечение рассеяния $\Sigma_s^{(алм)} = \gamma_{алм}\sigma_s$, транспортное сечение $\Sigma_{tr}^{(алм)} = \gamma_{алм}\sigma_s(1 - 2/3A) + 1,5\pi a^{-1}k^{-4}(n_{алм})^2\sigma_s[\ln(4ka) - 0,42]$, где $n_{алм} = 17,6 \cdot 10^{22}$ см $^{-3}$ [2].

При замедлении нейтронов до температуры 100 К разница в значениях длины замедления для сплошного материала и порошка обусловлена преимущественно пористостью порошкового материала (коэффициентом упаковки γ). Парциальный вклад когерентного рассеяния нейтронов на ультрадисперсных частицах существенно не влияет на изменение длины замедления. Рассмотрим замедление нейтронов от начальной энергии $E_0 = 3,88 \cdot 10^{-2}$ эВ ($T_0 = 300$ К) до $E_T = 1,5k_B T$, где T — температура



Р и с. 2. Расчетная зависимость $r = L_c/L_c^{(0)}$ от длины волны тепловых нейтронов для ультрадисперсных порошков графита с размером частиц 10 (1), 6 (2), 3 нм (3)



Р и с. 3. Расчетная зависимость $\{F\} = L_2/L_1$, L_4/L_1 для диаметра частиц 10 (1, 4), 6 (2, 5), 3 нм (3, 6) от температуры замедлителя для ультрадисперсных порошков графита (1—3) и алмаза (4—6) в интервале энергии $L_3/L_1 = \gamma^{-1} = 1,35$

1—4 соответственно, то же при 4,2 К — $L_1 = 7$ см, $L_2 = 9, 8, 9$ и $8,7$ см для частиц графита диаметром 10, 6 и 3 нм соответственно, $L_3 = L_1 \gamma^{-1} = 9,5$ см, $L_4 = 4,2, 4,1$ и $3,9$ см для частиц алмаза диаметром 10, 6 и 3 нм соответственно. С учетом выполненных оценок получим следующую длину замедления нейтронов от энергии E_f до E_T в замедлителе при 4,2 К: материал типа 1 — 15,4 см, типа 2 — 20,6, 20,5 и 20,4 см для диаметра частиц графита 10, 6 и 3 нм соответственно, типа 3 — 20,8 см, типа 4 — 9,7, 9,7 и 9,6 см для диаметра частиц алмаза 10, 6 и 3 нм соответственно. Из приведенных оценок видно, что в рассмотренном интервале энергии нейтронов основными факторами, влияющими на длину замедления нейтронов, являются пористость материала и плотность ядер (атомов) вещества замедлителя. Размеры ультрадисперсных частиц не оказывают существенного влияния на длину замедления нейтронов.

Использование материала замедлителя в виде ультрадисперсного порошка может оказаться эффективным в области более низкой энергии нейтронов, например, для замедления холодных нейтронов до очень холодных или для получения ультрахолодных нейтронов.

Автор благодарит В.И. Лушикова за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гуревич И.И., Протасов В.П. Диффузия и замедление нейтронов. М., МИФИ, 1986.
2. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978.
3. Игнатович В.К. Физика ультрахолодных нейтронов. М.: Наука, 1986.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Наука, 1974.
5. Галанин А.Д. Введение в теорию ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М.: Энергоатомиздат, 1990.
6. Артемьев В.А., Соколовский Н.И. Оценка ослабления рентгеновского излучения ультрадисперсными средами. — Атомная энергия, 1996, т. 81, вып. 6, с. 448—455.
7. Артемьев В.А. Об ослаблении рентгеновского излучения ультрадисперсными средами. — Письма в ЖТФ, 1997, т. 23, № 6, с. 5—9.
8. Артемьев В.А. Оценка ослабления γ -излучения наноструктурными материалами. — Атомная энергия, 2002, т. 93, вып. 2, с. 120—128.
9. Аркадьев В.А., Кумахов М.А., Огнев Л.И. О полном внешнем отражении γ -квантов от поверхности. — Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, вып. 21, с. 1307—1311.

замедлителя. Обозначим L_1, L_2, L_3, L_4 длину замедления нейтронов от энергии E_0 до E_T в замедлителях, имеющих структуру материалов типов 1, 2, 3, 4 соответственно (рис. 3).

Длина замедления L_s нейтронов от начальной энергии $E_0 = E_f$ ($E_f \sim 2$ МэВ — средняя энергия нейтронов деления при делении ядер ^{235}U тепловыми нейтронами [1]) до энергии E_T составит $L_s = (L_e^2 + L^2)^{1/2}$, где L_e — длина замедления нейтронов от начальной энергии E_f до энергии E_0 ; L — длина замедления нейтронов от начальной энергии E_0 до энергии E_T .

Приведем численные оценки. Предполагая постоянство величины σ_s , длину замедления нейтронов от энергии E_f до E_0 в материале типа 1 оценим по соотношению $L_{e(1)}^2 = [3\xi(1 - 2/3A)]^{-1}(n_t\sigma_s)^{-2}\ln(E_f/E_0)$ [1].

После вычислений получим $L_{e(1)} = 13,7$ см, в материалах типа 2 и 3 — $L_{e(2)} = L_{e(3)} = L_{e(1)}\gamma^{-1} = 18,5$ см, в материале типа 4 — $L_{e(4)} = 8,8$ см. Длина замедления нейтронов от начальной энергии E_0 до E_T в замедлителе при 67,2 К составит 4,5, 6, 6,1 и 2,9 см в материалах типа

10. Гуревич И.И., Тарасов Л.В. Физика нейтронов низких энергий. М.: Наука, 1965.
11. Казарновский М.В. Замедление и диффузия нейтронов. Цепная ядерная реакция. — Физика элементарных частиц и атомного ядра. 1995, т. 26, вып. 6, с. 1475—1502.

Поступило в Редакцию 4.11.02

УДК 539.12.08

ТОЧНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДОЗЫ ОБЛУЧЕНИЯ ПРИ КОГОРТНЫХ РАДИАЦИОННО-ЭПИДЕМИОЛОГИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

Орлов М.Ю., Степаненко В.Ф. (Мед. радиологический научный центр РАМН),
Хоши М., Такада Дж. (Научно-исследовательский институт ядерной медицины
и биологии Университета г. Хиросимы, Япония)

В настоящей работе обсуждается точность определения дозы облучения, необходимая для оценки радиационного риска для здоровья большого контингента населения. Так, после ядерных взрывов в Хиросиме и Нагасаки, на территории в окрестностях ядерных полигонов в СССР и США, на территории, подвергшейся радиоактивному загрязнению после аварии на Чернобыльской АЭС, необходимо выполнять ретроспективные оценки дозы облучения для групп населения, составляющих не менее нескольких сотен тысяч человек. Например, в японский регистр лиц, пострадавших при ядерных взрывах, включено примерно 110 тыс. чел. [1], число лиц, проживающих на загрязненной после аварии на Чернобыльской АЭС территории, составляет ~3,1 млн чел. [2].

Радиационно-эпидемиологические исследования можно приближенно разделить на две категории: 1) когортные и популяционные, когда рассматривается заболеваемость большого контингента населения, и 2) по методологии «случай — контроль», где число включенных в исследования лиц может быть небольшим (десятки и сотни). В настоящей работе рассматривается пример именно с когортным исследованием.

В качестве материала для определения необходимой точности оценок дозы были использованы приведенные в таблице данные совместной японско-американской программы LSS (Life Span Study — исследование продолжительности жизни) [1]. В этих материалах содержатся, в частности, данные о смертности от лейкоза лиц, подвергшихся облучению при взрывах ядерных бомб в городах Хиросима и Нагасаки. Доза облучения этих лиц была оценена в работе T65D [3]. Эти данные и их точность считались типичными для современных оценок неблагоприятных последствий облучения больших групп населения.

При выполнении программы LSS из-за небольшого числа статистических данных о смертности и трудностей оценки индивидуальной дозы для анализа были использованы широкие дозовые интервалы (0—1, 1—10, 10—50, 50—100, 100—200, 200—300, 300—400, 400—450 рад или 0—0,01, 0,01—0,1, 0,1—0,5, 0,5—1, 1—2, 2—3, 3—4, 4—4,5 Зв). В таких дозовых интервалах имелось по 7—30 событий, представляющих интерес для анализа (смерти от лейкемии).

Целью настоящей работы являлась оценка влияния ширины дозовых интервалов на значения радиационного риска и их неопределенности в соответствии с данными [1].

В качестве меры риска в работе использованы отношения наблюдаемого числа случаев смерти от лейкемии в когорте в 1950—1974 гг. при разной дозе облучения к ожидаемому числу случаев смерти в этой когорте только при фоновом облучении $R(D)/R(0)$. Здесь следует отметить, что в исследовании не ставилась цель переоценки дозы или иных результатов [1] и не содержатся предложения по такой переоценке. Данные работы [1] использованы здесь только как типичный пример имеющихся в оценке радиационного риска сведений и только для иллюстрации предлагаемого подхода.

При выполнении работы были приняты следующие предположения, хорошо обоснованные экспериментально:

смерть от лейкемии является редким событием, и статистическое распределение этих событий описывается законами Пуассона или Гаусса: