

Изучение спектров и доз, создаваемых в железо-водной защите моноэнергетическим источником нейтронов

О. А. БАРСУКОВ, В. С. АВЯНОВ, В. Н. ИВАНОВ

УДК 621.039.58:539.125.5

Приведены результаты многогрупповых расчетов прохождения нейтронов, испускаемых моноэнергетическими источниками, в воде, железе и системе железо — вода конечных размеров. В двадцатигрупповом диффузионно-транспортном приближении рассчитан спектр нейтронов, формирующийся при прохождении ими указанных слоев защиты. Подробно исследована высокоэнергетическая область спектра, что позволило изучить некоторые особенности процессов миграции и замедления нейтронов в рассмотренных композициях защит. По данным расчетов построены дозовые кривые $D(r)$ для нейтронов с различной энергией.

Результаты расчетов позволяют находить по принципу суперпозиции распределения нейтронов для источников с произвольным спектром.

Постановка задачи и методика расчета

При разработке оптимальной нейтронной защиты необходимо знать структуру нейтронного поля внутри нее. Для решения такого рода задач реальный источник со сложным спектром можно заменить набором моноэнергетических источников. Этот прием позволяет выявить некоторые важные эффекты, которые трудно обнаружить при изучении интегральных потоков, создаваемых источниками со сложным спектром. Кроме того, полученные при исследовании распределения нейтронов моноэнергетических источников результаты легче поддаются физической интерпретации.

Задача сводится к рассмотрению моноэнергетического источника нейтронов, экранированного слоем защиты конечной толщины. Находится пространственно-энергетическое распределение нейтронов внутри защиты. Рассматриваются следующие композиции защит: а) водная защита толщиной 62 см; б) защита из железа толщиной 62 см; в) железо-водная защита, причем железо составляет внутренний слой толщиной 10 см, вода — внешний слой толщиной 52 см.

В основу расчетов положено многогрупповое диффузионно-транспортное приближение кинетического уравнения Больцмана

$$D_i \nabla^2 \varphi_i - \Sigma_i \varphi_i = -f_i \quad (i=1, 2, \dots, m), \quad (1)$$

где φ_i — интегральный поток нейтронов i -й группы; D_i — коэффициент диффузии; Σ_i — сечение увода нейтронов (захват и переход в нижние группы); f_i — источник нейтронов,

включающий (в общем случае) как нейтроны источника, так и нейтроны, замедлившиеся в интервал данной группы.

Система уравнений (1) решалась численно методом разностной факторизации [1]. Для учета трансформации спектра нейтронов, возникающей при их миграции в неразмножающихся средах, был применен метод последовательных приближений (итерация по спектру). Последний сводится к уточнению по переменному спектру групповых сечений и групповых коэффициентов диффузии, определяющих константы разностных уравнений [2]. За исходный спектр был взят спектр Ферми. Зависимость микроскопических сечений от энергии и другие нейтронные параметры взяты из работ [3—6]. Данные этих же работ были использованы при составлении матриц упругих переходов на водород и неупругих переходов на железе.

Распределение моноэнергетических нейтронов источника определялось из аналитического решения уравнения (1). Это связано с тем, что при решении методом разностной факторизации на больших расстояниях от сосредоточенного источника наблюдается отклонение от точного решения уравнения диффузии.

Аналитическое решение для плоского источника, находящегося в однородной конечной среде, имеет вид

$$\varphi_i(r) = \frac{Q_i L_i}{2D_i} \cdot \frac{e^{-\frac{r}{L_i}} - e^{-\frac{1}{L_i}(2a_i-r)}}{1 + e^{-\frac{2a_i}{r}}},$$

где Q_i — мощность источника, нейтр/см²·сек; L_i — фиктивная длина диффузии моноэнергетических нейтронов, см; a_i — толщина защиты, включая длину экстраполяции; r — расстояние от источника, см.

Если же нейтроны источника диффундируют в два смежных слоя железа и воды конечной толщины, то решение можно представить в виде

$$\varphi_{iFe}(r) = \frac{Q_{iFe} L_{iFe}}{2D_{iFe}} \left\{ \frac{B_i}{B_i - 1} e^{-\frac{r}{L_{iFe}}} + \frac{1}{B_i - 1} e^{\frac{r}{L_{iFe}}} \right\};$$

$$\Phi_{iH_2O}(r) = \frac{Q_{iFe} L_{iFe}}{2D_{iFe}} \cdot \frac{B_i - 1}{e^{-\frac{r_0}{L_{iH_2O}}} - e^{-\frac{1}{L_{iH_2O}}(2a_i - r_0)}} + \frac{1}{B_i - 1} e^{\frac{r_0}{L_{iFe}}} \times \left\{ e^{-\frac{r}{L_{iH_2O}}} - e^{-\frac{1}{L_{iH_2O}}(2a_i - r)} \right\}.$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$B_i = e^{\frac{2a_i}{L_{iFe}}} \times \frac{\left(\frac{D_{iFe}}{L_{iFe}} + \frac{D_{iH_2O}}{L_{iH_2O}} \right) - \left(\frac{D_{iFe}}{L_{iFe}} - \frac{D_{iH_2O}}{L_{iH_2O}} \right) e^{-\frac{2(a_i - r_0)}{L_{iH_2O}}}}{\left(\frac{D_{iFe}}{L_{iFe}} - \frac{D_{iH_2O}}{L_{iH_2O}} \right) - \left(\frac{D_{iFe}}{L_{iFe}} + \frac{D_{iH_2O}}{L_{iH_2O}} \right) e^{-\frac{2(a_i - r_0)}{L_{iH_2O}}}};$$

r_0 — толщина первого слоя (Fe); Φ_{iFe} и Φ_{iH_2O} — потоки моноэнергетических нейтронов в слое железа и воды.

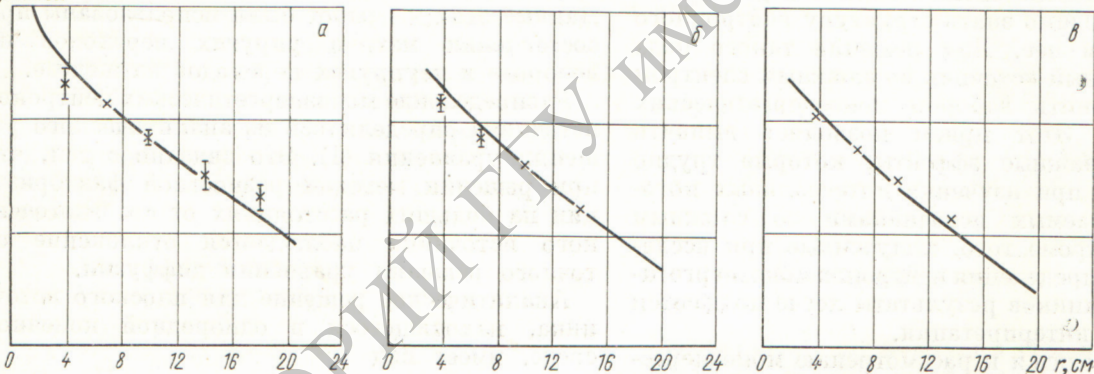
Энергетические группы

Группа	Энергетический интервал, Мэв	Группа	Энергетический интервал
I	10,8—9,8	XI	1,5—1,1 Мэв
II	9,8—9,4	XII	1,1—55 кэв
III	9,4—7,75	XIII	55—28 кэв
IV	7,75—7	XIV	28—15 кэв
V	7—6	XV	15—6 кэв
VI	6—5,45	XVI	6—1,5 кэв
VII	5,45—4,8	XVII	1,5—450 эв
VIII	4,8—4	XVIII	450—220 эв
IX	4—3,1	XIX	220—6 эв
X	3,1—1,5	XX	6—0,025 эв

Расчет проведен в плоской геометрии для двадцати моноэнергетических источников мощностью $2 \cdot 10^6$ нейтр/см²·сек, охватывающих интервал энергии от 11 Мэв до тепловых энергий (см. таблицу).

Результаты расчетов позволяют находить распределение нейтронов и в других геометриях

N, отн. ед.



N, отн. ед.

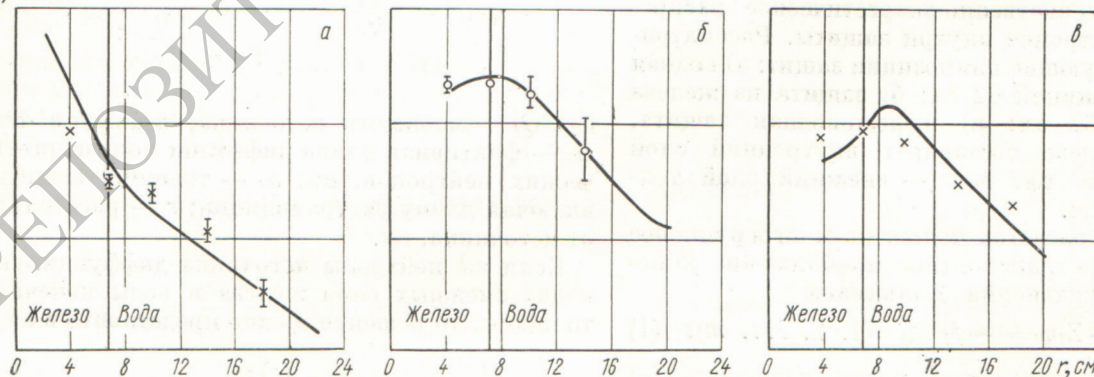
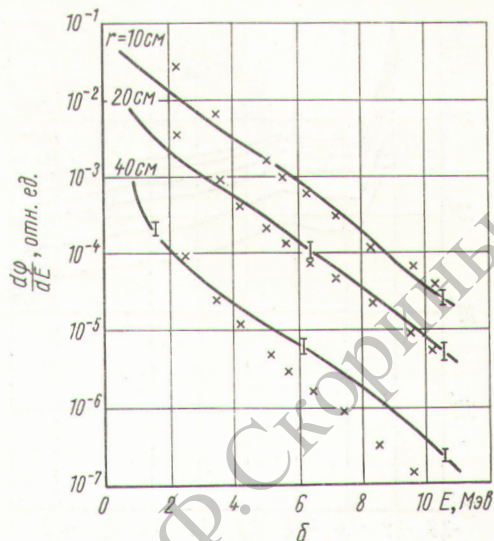
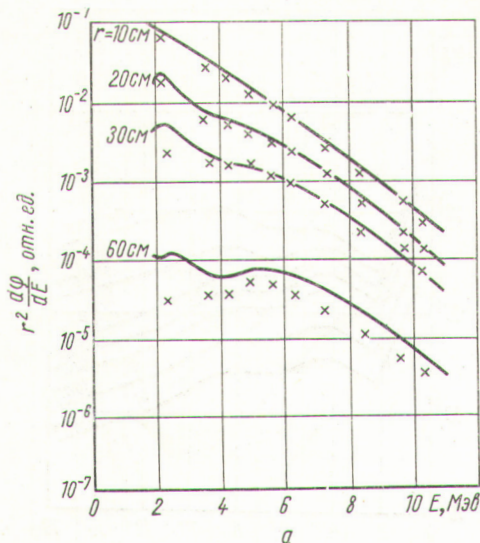


Рис. 1. Радиальное распределение нейтронов различных энергий:

А — в воде; Б — в железо-водной защите; а — быстрые нейтроны; б — нейтроны с энергией 220 — 5 эв; ε — нейтроны с энергией 5 — 0,025 эв; ×, ○ — эксперимент; — — — — расчет.

Рис. 2. Спектр нейтронов в воде для точечного источника (а) и в железе для плоского источника (б).



защиты. Действительно, переход от плоской геометрии к сферической (при наличии в ее центре точечного источника) может быть осуществлен по формуле

$$\Phi_{\text{сферич}}(\bar{r}) = \frac{1}{2\pi L} \cdot \frac{1}{r} \Phi_{\text{пл}}(\bar{\eta}).$$

Переход к цилиндрической геометрии с нитевидным источником при $r=0$ осуществляется при помощи приближенного соотношения

$$\Phi_{\text{цилиндр}}(\bar{r}) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi L}} \cdot \frac{1}{\sqrt{r}} \Phi_{\text{пл}}(\bar{r}),$$

где L — диффузионная длина нейтронов, $\Phi(\bar{r})$ — поток нейтронов в соответствующей геометрии. Для вывода последнего соотношения использовано асимптотическое разложение функции J_0 [7].

Было проведено сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными настоящей работы, а также с данными других авторов.

На рис. 1 показано радиальное распределение нейтронов различных энергий, испускаемых точечным Po-Be -источником, в сфере из воды и в системе железо — вода. Теоретическая кривая хорошо совпадает с экспериментальными данными.

На рис. 2, а приведены спектры нейтронов в воде на расстоянии 10, 20, 30 и 60 см от источника деления. Сплошные кривые соответствуют распределениям нейтронов, полученным методом моментов [8]. Крестиками отмечены значения, вычисленные по принципу суперпозиции на основании данных настоящей работы.

Видно хорошее совпадение спектров в интервале $E > 6$ Мэв. Расхождение результатов для меньших энергий обусловлено утечкой замедляющихся нейтронов, так как во втором случае среда конечна.

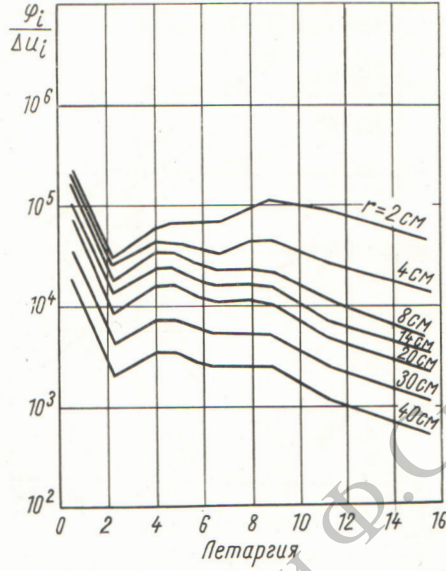
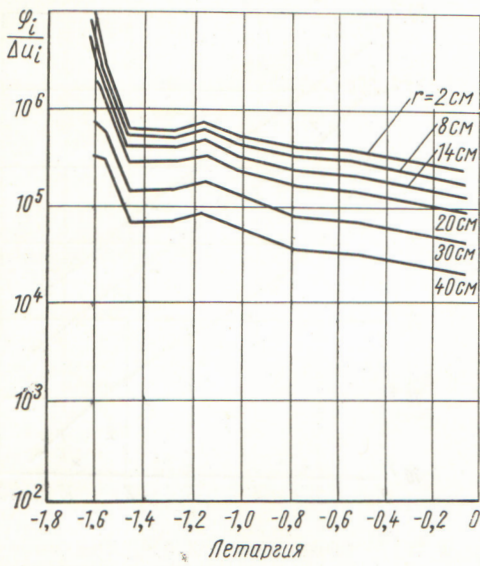
На рис. 2, б проводится аналогичное сравнение результатов расчета с экспериментальными данными для железа [9]. Рассчитанный спектр нормирован к результатам эксперимента при $E = 5,45 \div 4,8$ Мэв на расстоянии 20 см от источника. Хорошее совпадение наблюдается при r , равном 10 и 20 см. При $r = 40$ см рассчитанная кривая расположена ниже экспериментальной. Во всех случаях в области $E_n < 2 \div 3$ Мэв рассчитанные зависимости превышают экспериментальные, что, видимо, объясняется различием в геометриях, принятых при расчете и эксперименте. В целом характер расчетных и экспериментальных кривых одинаков.

Сравнение показывает, что диффузионно-транспортное приближение обеспечивает практически приемлемую точность расчета в интервале по крайней мере до 50—60 см.

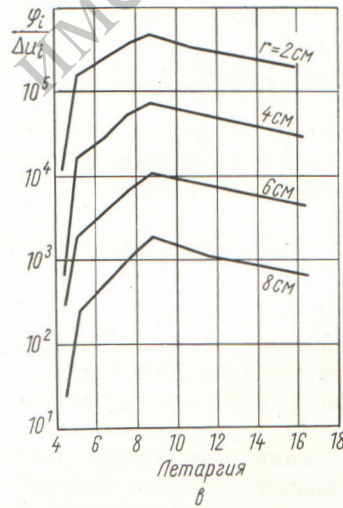
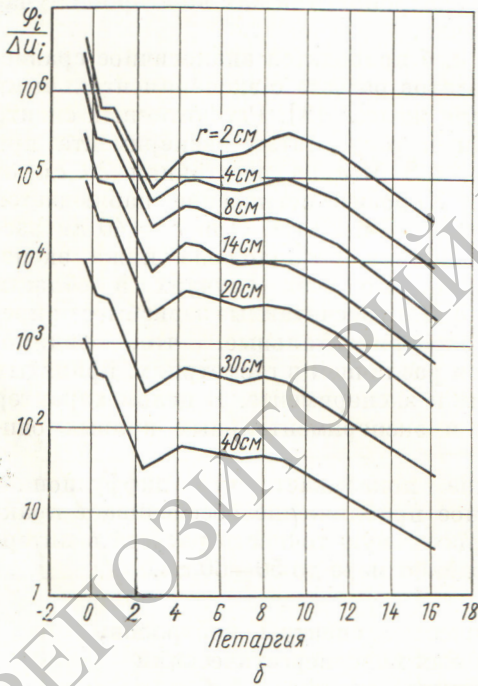
Энергетические спектры нейтронов, испускаемых моноэнергетическими источниками

Результаты проведенных расчетов позволяют следить за трансформацией спектров нейтронов при их миграции в рассматриваемых композициях.

На рис. 3—5 приведены энергетические спектры нейтронов для некоторых моноэнергетиче-



а



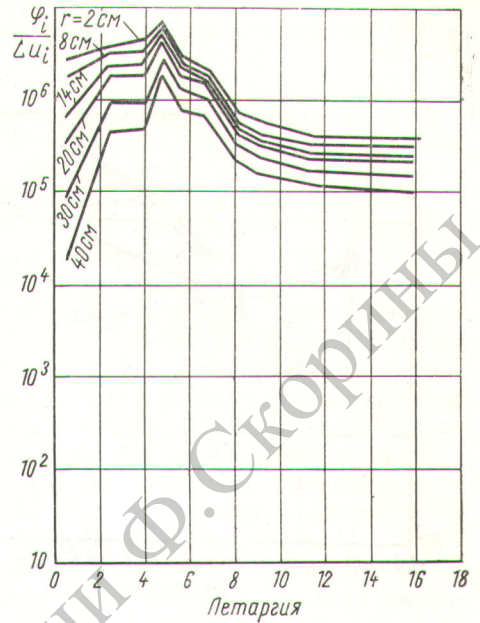
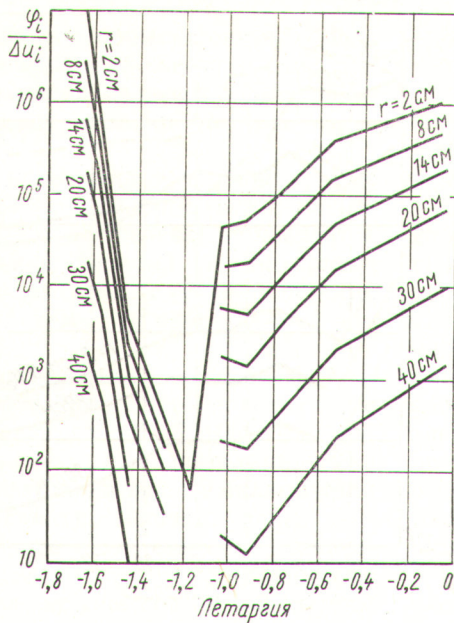
Р и с. 3. Спектр нейтронов в воде.

Источник: а — в группе I; б — в группе IX; в — в группе XIV.

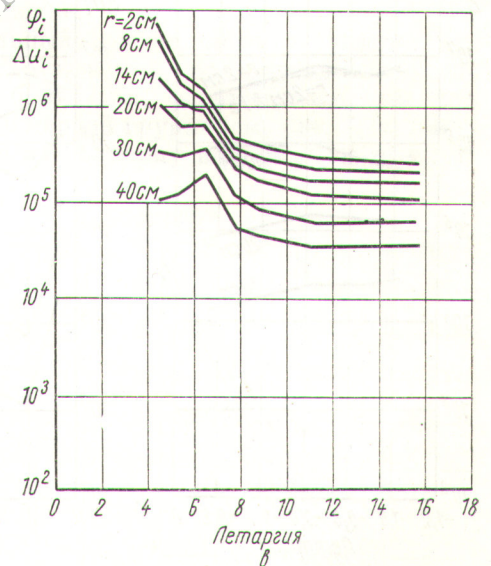
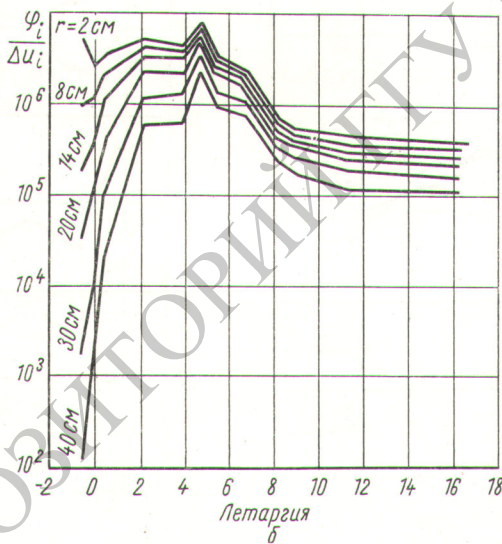
ских источников, находящихся в воде, железе и системе железо — вода*.

* На гистограммах для наглядности середины энергетических интервалов соединены между собой. При вычислении летаргии за опорную энергию принята $E = 2 \text{ Мэв}$.

Анализ гистограмм показывает, что в воде спектр нейтронов имеет характерные особенности (см. рис. 3, а, б, в; начальная энергия нейтронов 10 Мэв, 4 Мэв и 20 кэв соответственно). В области высоких энергий уже вблизи источника спектр из моноэнергетического переходит в непрерывный, а следовательно, и более



а

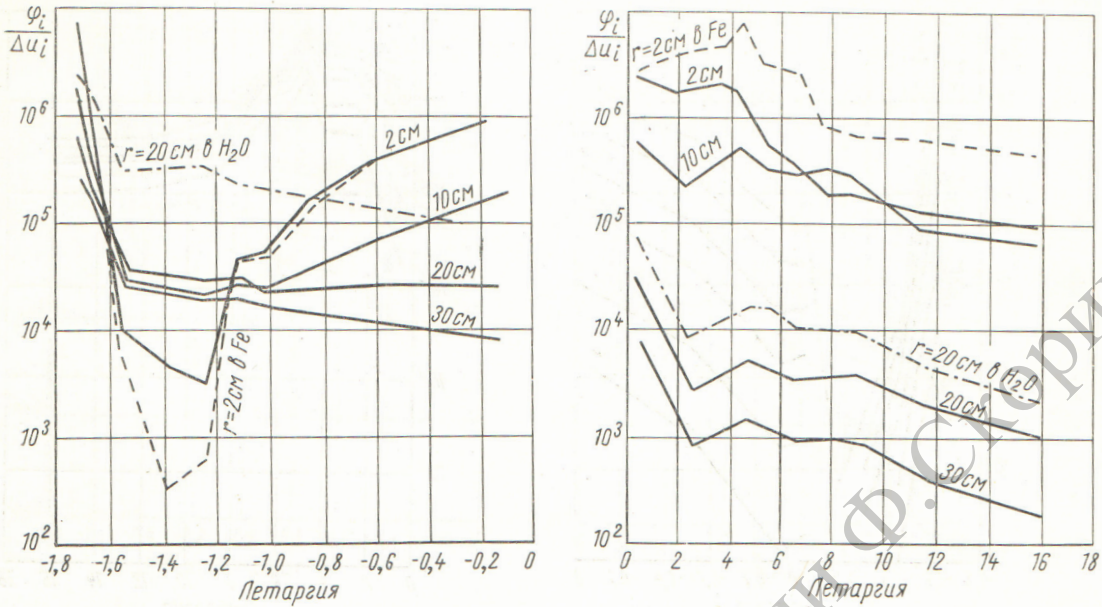


Р и с. 4. Спектр нейтронов в железе.

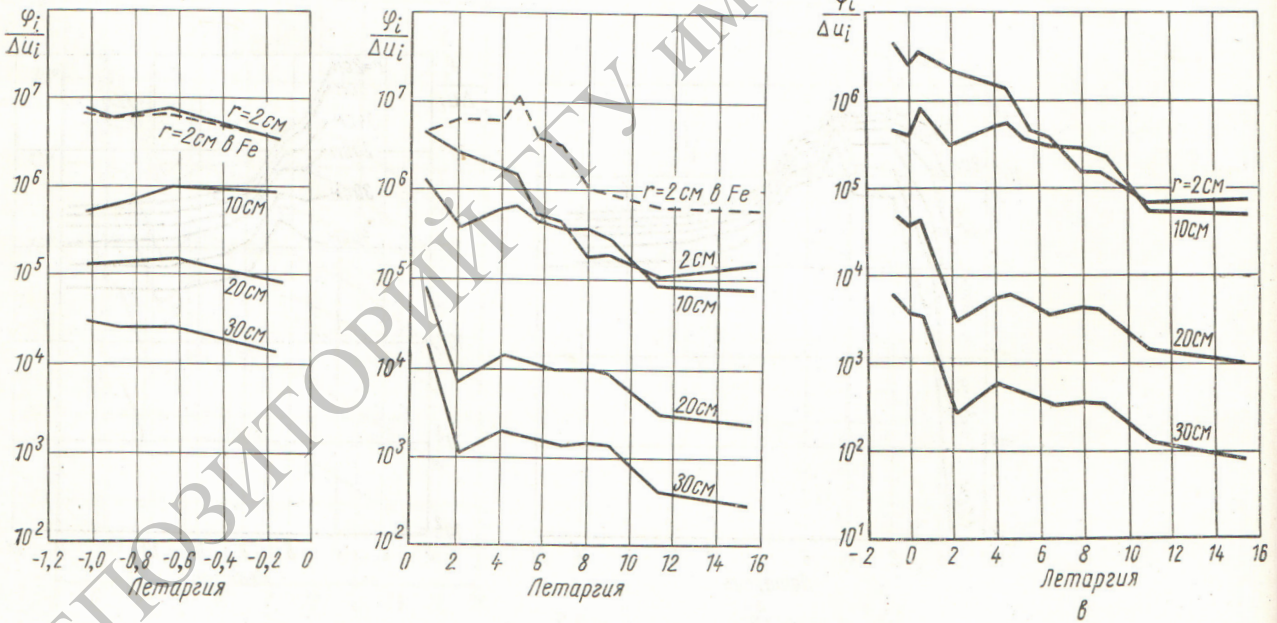
Источник: а — в группе I; б — в группе IX; в — в группе XIV.

мягкий. Инверсия спектра сохраняется при дальнейшем увеличении r . При начальной энергии ниже 1 Мэв моноэнергетические нейтроны источника отсутствуют уже в области источника, что объясняется эффективным замедлением нейтронов на ядрах водорода.

Анализ гистограмм 4, а, б, в показывает, что в железе с увеличением расстояния от источника происходит значительное смягчение спектра. Его характерной чертой в области высоких энергий (см. рис. 4, а) является провал кривых в интервале 6—7 Мэв, переходящий затем



а



б

Рис. 5. Спектр нейтронов в системе железо — вода.
Источники: а — в группе I; б — в группе VII; в — в группе IX.

в высокий максимум при $E < 1$ Мэв. Это связано с тем, что нейтроны в процессе неупругого замедления переходят в область промежуточных энергий, минуя значения $E > 1$ Мэв. Однако

дальнейшее замедление нейтронов на ядрах железа идет крайне медленно и в основном за счет упругого рассеяния. Благодаря этому происходит накопление нейтронов с энергией $E < 1$ Мэв.

Спектр нейтронов в системе железо — вода является своеобразным наложением спектров для однородных защит из железа и воды и обладает их характерными чертами (см. рис. 5, а, б, в).

Например, для источника в первой группе (см. рис. 5, а) при $r = 2$ см (для точки, расположенной в глубине слоя железа) наблюдается провал спектральной кривой в интервале 6—7 Мэв. Однако в этом случае величина минимума меньше, чем для однородного железа.

Отмеченное обстоятельство указывает на возникновение в двухслойной системе встречного потока нейтронов с энергией 6—7 Мэв в направлении от воды к железу. Следовательно, даже на столь большой глубине в железе сказывается влияние воды на спектр. Нивелирующее действие воды еще более возрастает с увеличением r . Так, кривая для $r = 10$ см (граничная точка) характеризуется уже совсем небольшим минимумом в указанном интервале, а в воде вдали от железа ($r \approx 20$ см) характер гистограммы напоминает аналогичное распределение в воде.

Для гистограмм в случае источника в VII и IX группах (см. рис. 5, б, в) характерен гладкий ход кривых в области высоких энергий, а в низкоэнергетической части спектра кривые идут так же, как и в предыдущем случае (см. рис. 5, а).

Эффективность различных композиций защиты

Эффективность защиты оценивалась по кривым распределения доз, создаваемых нейтронами различных энергий.

На рис. 6 приведены кривые зависимости $D(r)$ для воды. В случае источника, находящегося в первой группе (см. рис. 6, а), на расстоянии 40 см от источника суммарная доза I — XI энергетических групп (доза быстрых нейтронов) более чем в 30 раз больше суммарной дозы XII — XVIII энергетических групп, соответствующих нейтронам промежуточных энергий. Если же источник находится в IX группе, вклад быстрых нейтронов превышает дозу промежуточных нейтронов на порядок (см. рис. 6, б). Во всех рассмотренных случаях вклад медленных нейтронов невелик.

Если источник находится в низкоэнергетической части спектра ($E < 1$ Мэв), то доза уменьшается до нуля уже в зоне источника (см. рис. 6, в). Следовательно, для таких источников однослойная водная защита настолько эффективна, что применение добавочных слоев из железа излишне.

Спектральный состав дозы в железе существенно отличается от описанного выше (рис. 7, а, б, в). Так, распределение доз для источника в первой группе (см. рис. 7, а) показывает, что на величину полной дозы в основ-

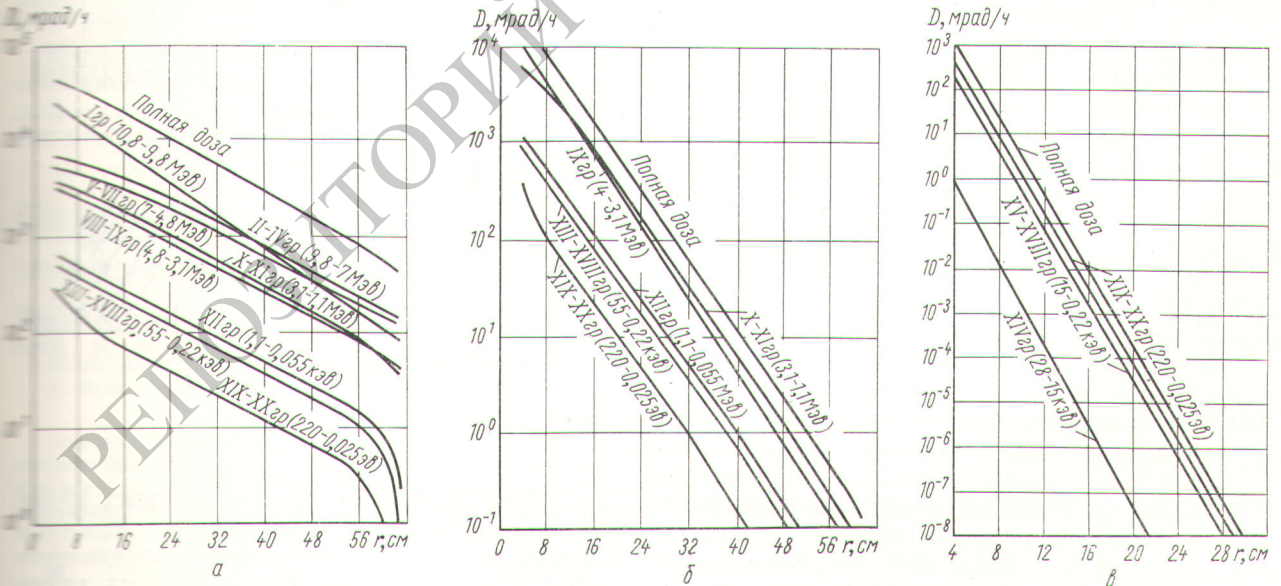
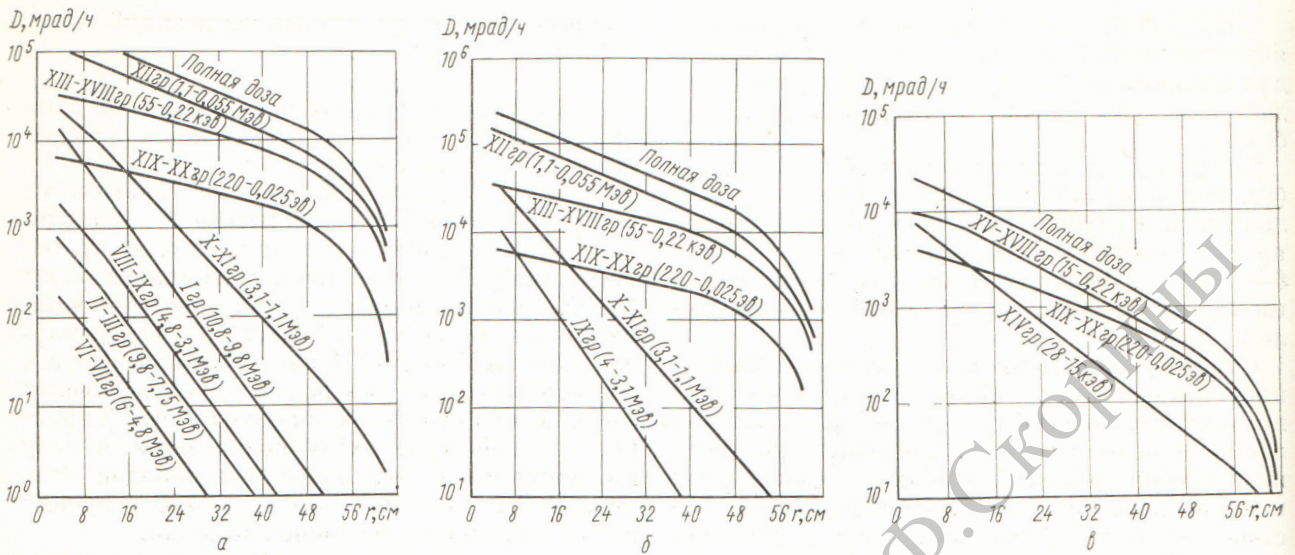
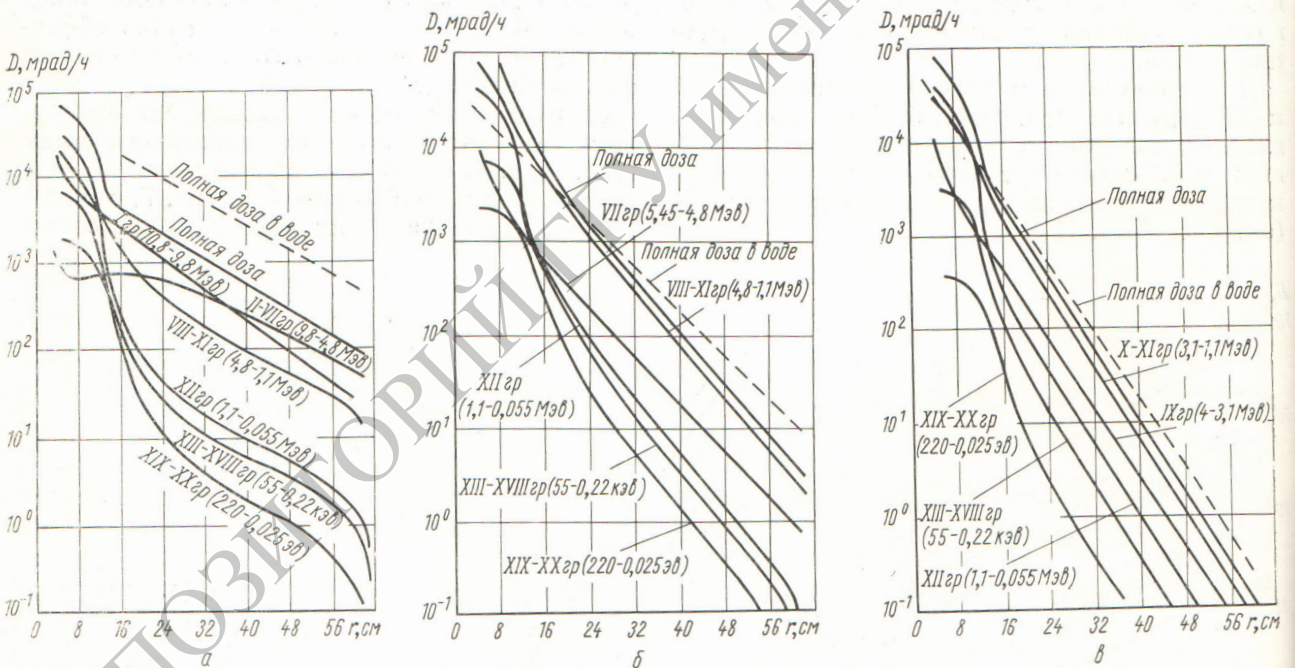


Рис. 6. Дозы нейтронов различных энергий в воде. Источник: а — в группе I; б — в группе IX; в — в группе XIV.



Р и с. 7. Дозы нейтронов различных энергий в железе.
 Источник: а — в группе I; б — в группе IX; е — в группе XIV.



Р и с. 8. Дозы нейтронов различных энергий в системе железо — вода.
 Источник: а — в группе I; б — в группе VII; в — в группе IX.

ном влияют нейтроны промежуточных энергий (XII — XVIII группы, соответствующие энергии 1 Мэв — 0,22 кэв). При $r = 40 \div 50$ см их вклад в полную дозу почти на два порядка больше вклада быстрых нейтронов. Что касается последних (I — XI группы, $E > 1$ Мэв),

то с ростом r дозовые кривые для этих групп быстро спадают до нуля.

Аналогичный характер имеет распределение дозы по энергиям для всех остальных групп источников (см. рис. 7, б, в). Следует отметить, что со снижением начальной энергии нейтронов

наблюдается сближение кривых для полной дозы с кривыми-компонентами. Следовательно, спектральный состав нейтронного излучения важно учитывать для источников со спектром, расположенным выше 1 Мэв .

Обращает на себя внимание медленный спад кривой полной дозы, что свидетельствует о нецелесообразности применения однородной защиты из железа.

Дозовые распределения для системы железо — вода приведены на рис. 8, а, б, в. Из кривых зависимости $D(r)$ видно, что их характерной чертой является наличие излома на границе сред, обусловленное перераспределением нейтронных потоков. В качестве примера рассмотрим распределение доз для источника первой группы (см. рис. 8, а). В слое железа кривые имеют значительно больший угол наклона по сравнению с водой. Это объясняется тем, что вода плохо замедляет нейтроны этой группы источника ($9,8\text{--}10,8 \text{ Мэв}$).

Из общей картины выпадает дозовая кривая II — VII групп ($4,8\text{--}9,8 \text{ Мэв}$), идущая очень полого. Дело в том, что в железе существует своеобразный вакуум нейтронов указанных энергий. Это создает условия для миграции нейтронов из воды в железо, что и обуславливает такой ход кривой.

Доза нейтронов XII — XVIII энергетических групп, являющаяся в случае защиты из железа одним из основных компонентов, в системе железо — вода дает менее 10% вклада в полную дозу.

Интересно провести количественное сопоставление величин доз в воде и системе железо — вода (см. пунктирные кривые на

рис. 8, а, б, в). Так, для быстрых нейтронов с энергией $10,8\text{--}9,8 \text{ Мэв}$ кривые полной дозы в системе железо — вода идут на полпорядка ниже, чем в случае чистой воды. Эта разница постепенно снижается и совершенно исчезает при $E \approx 1 \text{ Мэв}$. Следовательно, железо-водная защита эффективна при начальной энергии нейтронов источника выше 1 Мэв .

Подробное изучение миграции быстрых нейтронов в железе, воде и железо-водной защите позволило количественно оценить эффективность этих защит для нейтронов разных энергий. Приведенные дозовые кривые могут быть использованы для расчета нейтронной защиты от источника с произвольным энергетическим спектром.

Поступила в Редакцию 16/IX 1965 г.
В окончательной редакции 2/III 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Марчук. Численные методы расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1958.
2. О. А. Барсуков, В. С. Авзянов. «Атомная энергия», 10, 478 (1961).
3. D. Hughes. Neutron Cross Sections, BNL, 1958; Supplement, No. 1, 1960.
4. И. В. Гордеев и др. Справочник по ядерно-физическим константам для расчетов реакторов. М., Госатомиздат, 1960.
5. И. В. Гордеев и др. Ядерно-физические константы. М., Госатомиздат, 1963.
6. Л. П. Абагян и др. Групповые константы для расчетов ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
7. И. Н. Бронштейн, К. А. Семендяев. Справочник по математике. М., «Наука», 1964.
8. Защита транспортных установок с ядерным двигателем. М., Изд-во иностр. лит., 1961, стр. 40.
9. А. П. Веселкин и др. «Атомная энергия», 17, 32 (1964).

Способ разграничения нефтеносных пластов от водоносных, основанный на регистрации запаздывающих нейтронов

М. М. ДОРОШ, Я. Э. КОСТЮ, В. А. ШКОДА-УЛЬЯНОВ
А. М. ПАРЛАГ, А. К. БЕРЗИН

УДК 543.53

Описан способ разграничения водо- и нефтенасыщенных пластов горных пород, основанный на разнице ядерного состава воды и нефти (по содержанию O^{18}). Используется свойство ядер N^{17} , которое основано на испускании запаздывающих нейтронов.

Отделение нефтеносных участков пласта от водоносных в необсаженных скважинах в боль-

шинстве случаев достаточно просто осуществляется методами электрометрии. В обсаженных скважинах решение этой задачи принципиально может быть выполнено только неэлектрическими способами (в частности, радиометрическими методами).

Кислород и углерод, по процентному содержанию которых различаются нефть и вода,