

В заключение авторы выражают глубокую благодарность О. И. Лейпунскому за внимание к работе, В. И. Наливаеву и П. И. Котикову за помощь при выполнении измерений и А. В. Фроловой за предоставленную возможность проведения экспериментов на рентгеновской установке.

Поступила в Редакцию 29/VII 1965 г.
В окончательной редакции 25/X 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Reactor Handbook. Vol. III. Part B. Shielding. Blizard E., Editor (ORNL). N.Y.— London, 1962.
2. F. Krüger, V. Michaelis. Kernenergie, 8, 137 (1965).
3. А. М. Панченко. «Атомная энергия», 14, 408 (1963).
4. A. Simon, C. Clifford. Nucl. Sci. and Engng, 1, 103 (1956).
5. A. Chielton, G. Hudleston. Nucl. Sci. and Engng, 17, 3 (1963.)

Выход вторичных нуклонов из плоских защит и угловое распределение под действием протонов с энергией 660 Мэв

В. А. КОНЫШИН, Е. С. МАТУСЕВИЧ, В. И. РЕГУШЕВСКИЙ

УДК 539.172.12:539.17.015

В работе измерены выходы вторичных нуклонов из плоских защит, состоящих из углерода, алюминия, никеля и свинца, и их угловые распределения. Число нуклонов получено для трех энергетических групп. Пучок протонов с энергией 660 Мэв падал перпендикулярно к поверхности защиты. Результаты работы сравниваются с опубликованными данными.

алюминия (толщиной 28 г/см² — 0,26 λ_α), никеля (толщинами 21 г/см² — 0,15 λ_α и 92 г/см² — 0,66 λ_α) при прохождении сквозь них пучка протонов с энергией 660 Мэв.

Эксперимент проводился на синхротроцклотроне ОИЯИ. Пучок протонов, падающих на мишень, мониторировался с помощью наполненной гелием ионизационной камеры. Геометрия эксперимента представлена на рис. 1.

Для расчета защиты от протонов высокой энергии необходимо иметь экспериментальные данные о сечениях, спектрах, угловых распределениях и числе вторичных нуклонов, рождающихся при взаимодействии протонов высокой энергии с веществом.

Для регистрации вторичных нуклонов использовались реакции деления U²³⁸, Th²³², Вi²⁰⁹ и Рb. Осколки деления регистрировались по следам, оставленным ими в фотостекле [1—4]. Величина порога регистрации составляет в нашем случае 20—25 Мэв.

В данной работе измерены угловые распределения вторичных нуклонов, выходящих из плоских слоев графита (толщиной 34 г/см² — 0,35 ядерного пробега λ_α первичного протона),

Для определения абсолютных значений потоков нуклонов слой делящихся материалов, используемых для измерения угловых распределений, облучались в падающем на мишень протонном пучке. В этом случае суммарное число следов, зарегистрированных в стекле, получим из выражения

$$\sigma_j^{(660)} N_p t_p n_p = \frac{A_p}{\epsilon}, \tag{1}$$

где σ_j⁽⁶⁶⁰⁾ — сечение деления материала слоя протонами с энергией 660 Мэв; N_pt_p — интегральный поток протонов за время облучения t_p; n_p — толщина делящегося слоя, ядер/см²; A_p — суммарное число треков на поверхности стекла, перекрывающего весь пучок; ε — эффективность регистрации осколков деления.

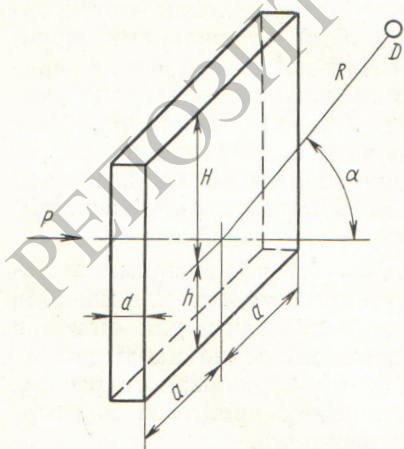


Рис. 1. Геометрия эксперимента.

При измерении угловых распределений число зарегистрированных следов A_n^* определяем из аналогичного выражения:

$$\int_0^{E_n} \sigma_f(E_n) \varphi(\alpha, E_n) t_n n_n dE_n = \frac{A_n(\alpha)}{N_p e}, \quad (2)$$

где $\varphi(\alpha, E_n)$ — поток вторичных нуклонов в единичный телесный угол в направлении α с энергией E_n в единичный энергетический интервал, нормированный на один падающий протон; t_n — время облучения мишени; n_n — толщина делящегося слоя, ядер/см².

Строго говоря, величина A_n обусловлена не только потоком вторичных нуклонов, т. е. возникших в результате неупругих взаимодействий в мишени, но и упруго рассеянных первичных протонов. Однако число упруго рассеянных протонов резко уменьшается с ростом угла рассеяния, и при $\alpha > 15^\circ$ их вклад в A_n пренебрежимо мал по сравнению с числом делений, вызванных вторичными нуклонами, даже в случае углеродной мишени. Следовательно, можно считать, что $\varphi(E_n, \alpha)$ при $\alpha > 10 \div 15^\circ$ описывает угловое энергетическое распределение вторичных нуклонов.

Из (2) и (1) получим

$$\int_0^{E_n} \sigma_f(E_n) \varphi(\alpha, E_n) dE_n = \sigma_f^{(660)} \frac{t_p}{t_n} \cdot \frac{n_p}{n_n} \cdot \frac{A_n(\alpha)}{A_p}. \quad (3)$$

Введем величину $\Phi(E_n)$:

$$\Phi(E_n) = 2\pi \int_0^{\pi/2} \varphi(E_n, \alpha) \sin \alpha d\alpha. \quad (4)$$

Если $\Phi(E_n)$ определено для области достаточно больших значений R , в которой $\varphi(E_n, \alpha)$ не зависит от R , где R — расстояние от мишени до детектора (а в наших измерениях это условие выполнялось), то тогда величина

$\int_0^{E_n} \Phi(E_n) dE_n$ — полное число нуклонов, вылетевших из мишени в переднее по отношению к направлению первичного пучка протонов полупространство. Заметим, что протоны вносят значительный вклад в поток нуклонов лишь при энергиях $E_n > 50 \div 70$ Мэв, т. е.

* A_n — число зарегистрированных следов, созданных нуклонами в детекторе, перекрывающем единичный телесный угол в направлении α при падении на мишень N_p протонов.

$\Phi(E_n)$ при $E_n < 50 \div 70$ Мэв фактически является числом нейтронов.

При измерениях с пороговыми детекторами можно получить лишь средние значения функций $\varphi(E_n, \alpha)$ и $\Phi(E_n)$ внутри нескольких энергетических интервалов, число которых не превышает числа детекторов. Введем $\varphi_i(\alpha) =$

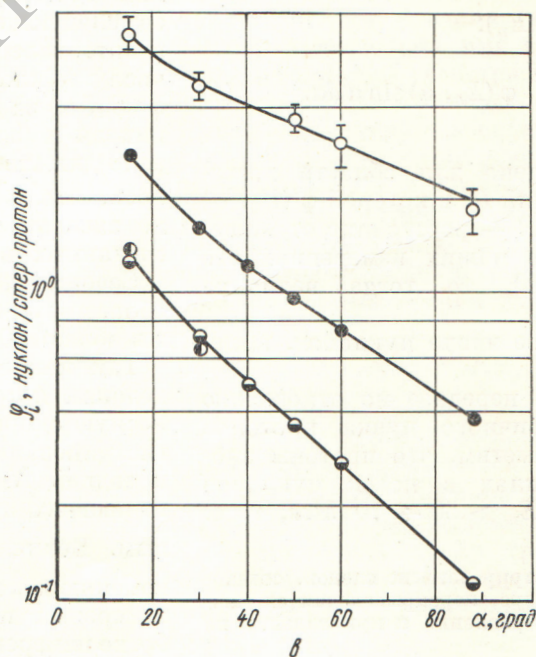
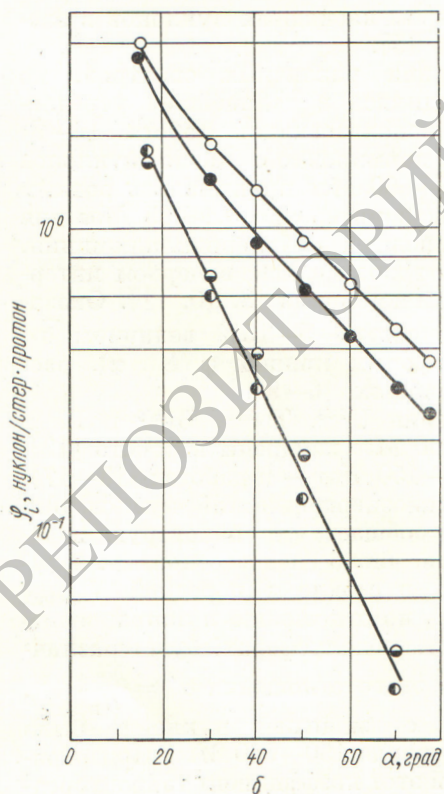
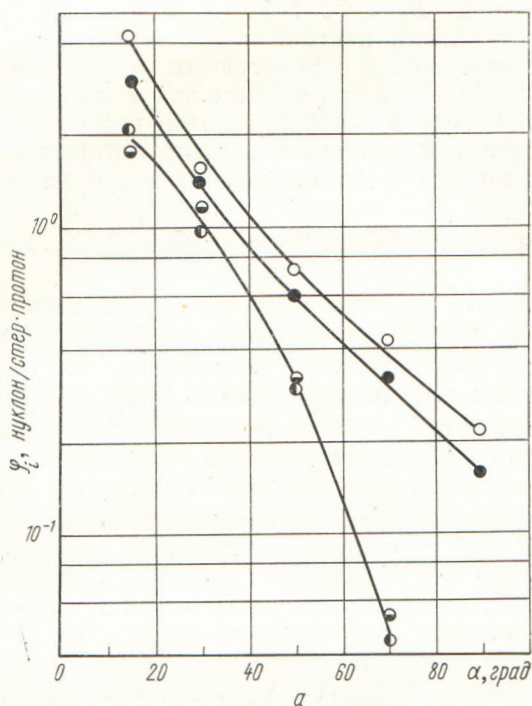
$$= \int_{E_i}^{E_{i+1}} \varphi(E_n, \alpha) dE_n \text{ и } \Phi_i = \int_{E_i}^{E_{i+1}} \Phi(E_n) dE_n, \text{ где}$$

E_i и E_{i+1} — границы интервала. Для вычисления $\varphi_i(\alpha)$ и Φ_i необходимо получить средние значения сечений деления $\bar{\sigma}_{fi}$ внутри выбранных интервалов. В свою очередь, для вычисления $\bar{\sigma}_{fi}$ необходимо знать спектр нуклонов внутри энергетического интервала, по которому проводится усреднение, т. е. $\varphi(E_n, \alpha)$. Для оценки степени зависимости величин $\bar{\sigma}_{fi}$ от $\varphi(E_n, \alpha)$ целесообразно провести усреднение $\bar{\sigma}_{fi}$ по вероятным распределениям нуклонов, вылетевших из мишени. При рассмотрении взаимодействия протонов с энергией 660 Мэв с мишенями толщиной порядка 0,2—0,5 ядерного пробега в первом приближении можно принять, что спектр вышедших вторичных нуклонов существенно не изменится по сравнению со спектром каскадных нуклонов в элементарном акте [5].

Для построения различных спектров, по которым проводились в дальнейшем усреднения сечений, использовались работы [6—9] со следующей нормировкой: число нуклонов в интервале 15—660 Мэв принималось равным числу нуклонов в интервале 0,1—15 Мэв для $\varphi(E_n, \alpha)$ за мишенями из углерода, алюминия, никеля и было вдвое меньше в первом интервале для мишени из свинца [8, 10, 11]. Оказалось, что с точностью 5—15% величины $\bar{\sigma}_{fi}$ не зависят от формы кривых $\varphi(E_n, \alpha)$, рассчитанных в работах [6—9].

Сечения деления U^{238} , Th^{232} , Bi^{209} и Pb в области 150—660 Мэв измерены в работе [12], а в области 0,1—150 Мэв — в работах [13—17].

Так как высокоэнергетический нуклон при делении ядра сообщает ему некоторую переносную скорость, число следов осколков, зарегистрированных в стекле в передней $N_{\text{вперед}}$ и задней $N_{\text{назад}}$ по отношению к направлению падающего нуклона полусферах, будет различным. Величина этого отношения $\alpha' = \frac{N_{\text{вперед}}}{N_{\text{назад}}}$, изменяющаяся с энергией нуклона, была измерена в интервале 150—660 Мэв. При обработке измерений этот коэффициент также усред-



нялся по предполагаемым спектрам нуклонов, и полное число следов осколков деления находилось из выражения $N = 2N_{\text{вперед}} \times (0,5 + \frac{0,5}{\alpha'})$. Для висмутового детектора среднее значение величины в скобках равно 0,88, а для уранового — 0,99.

Вычисления по формуле (4) дают потоки для конкретных размеров мишеней. Если $\phi(E_n, \alpha)$ достаточно быстро уменьшается с ростом α , а величина $d/2H$ мала, то мишень можно считать бесконечно протяженной в направлениях, перпендикулярных первичному пучку протонов (при условии не слишком больших значений $d/2h$ и $d/2a$).

В наших измерениях все мишени, за исключением углеродной, можно было считать бесконечными. При этом предположении, а также при выполнении условия независимости $\phi(E_n, \alpha)$ от R функция $\phi(E_n, \alpha)$ описывает угловое энергетическое распределение вторичных нуклонов от плоского мононаправленного источника протонов. Измерения угловых распределений с углеродной мишенью проводились до углов $\alpha = 70^\circ$, а функции $\phi(\alpha)$ для $\alpha > 70^\circ$ находились экстраполяцией.

На рис. 2—4 представлены значения функций $\phi_i(\alpha)$ числа нуклонов, летящих в направлении α , от угла α для алюминия, углерода, никеля, свинца для трех интервалов энергии:

Рис. 2. Угловое распределение вторичных нуклонов с энергией 0,9 — 660 Мэв (○), 1,6 — 660 Мэв (●) и 60 — 660 Мэв (◐) — измерения с Вi, (◑) — измерения с Рb), выходящих из алюминия толщиной 28 г/см² (а), из углерода толщиной 33,4 г/см² (б), из свинца толщиной 57 г/см² (в) при $E_p = 660$ Мэв.

0,9—660; 1,6—660; 60—660 Мэв. Первый интервал соответствует измерениям с U^{238} , второй — с Th^{232} , третий — с Bi^{209} и Pb . При измерениях с висмутом и свинцом получена не только та же зависимость от угла, но и тот же по абсолютной величине поток нуклонов.

Зависимость $\varphi_i(\alpha)$ характеризуется общей для всех мишеней закономерностью: $\varphi_i(\alpha)$ уменьшается с увеличением угла тем больше, чем выше энергетический порог.

Очевидно, что почти для всех мишеней при углах $\alpha > 30^\circ$ $\varphi_i(\alpha)$ может быть представлена в виде

$$\varphi_i(\alpha) = A_i \exp(-a_i \alpha),$$

где постоянные A_i и a_i зависят как от атомного номера мишени Z , так и от ее толщины d . Относительно этих зависимостей можно сделать лишь общие выводы: а) чем больше Z мишени, тем меньше a_i ; б) чем больше d , тем меньше a_i , хотя последний вывод основывается на измерениях всего лишь с двумя толщинами мишеней.

Для вычисления величин Φ_i необходимо сделать предположение о величине $\varphi(E_n, \alpha)$ для малых значений α , где основной вклад в число зарегистрированных делений вносят упруго рассеянные протоны.

В случае графитовой мишени функция $\varphi(E_n, \alpha)$ измерялась вплоть до угла $\alpha = 4^\circ$ (рис. 5). Заметно резкое изменение производной $\frac{d\varphi}{d\alpha}$ в области $\alpha = 10 \div 15^\circ$, которое обусловлено, по-видимому, упругим рассеянием. На рис. 5 приведены также имеющиеся расчетные данные [6—8, 18] по угловым распределениям каскадных нуклонов, полученные для графита и алюминия при различных модельных предположениях и разных энергетических порогах обрезания каскада. Кривые 1—3 представляют расчетные угловые распределения нуклонов без энергетического обрезания каскада, кривая 5 — распределение протонов с $E_p > 90$ Мэв.

Угловые распределения в полулогарифмическом масштабе представляются прямыми линиями в интервале углов α от $10\text{--}20$ до 80° , хотя наклоны их несколько различны. Такое поведение оправдывает экстраполяцию экспериментальной функции $\varphi_i(\alpha)$ в область $\alpha < 10^\circ$ по закону $e^{-a\alpha}$, где a определяется всей областью значений α .

Наблюдается хорошее согласие между экспериментально определенным угловым распределением каскадных нуклонов с $E_n > 60$ Мэв

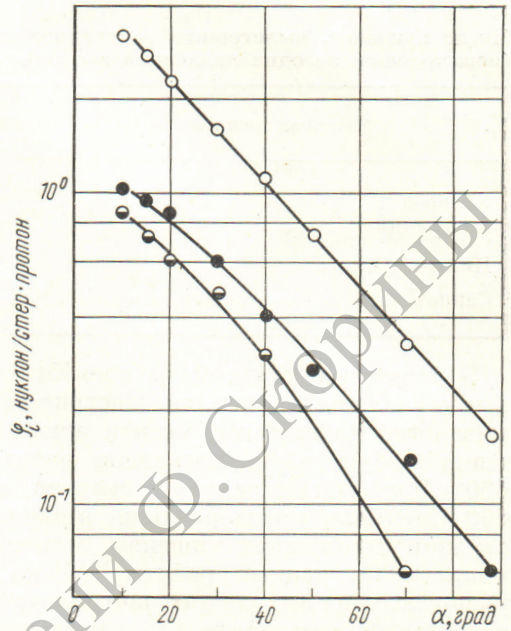


Рис. 3. Угловое распределение вторичных нуклонов с энергией 0,9—660 Мэв (○), 1,6—660 Мэв (●) и 60—660 Мэв (◐), выходящих из никелевой мишени толщиной 21,3 г/см².

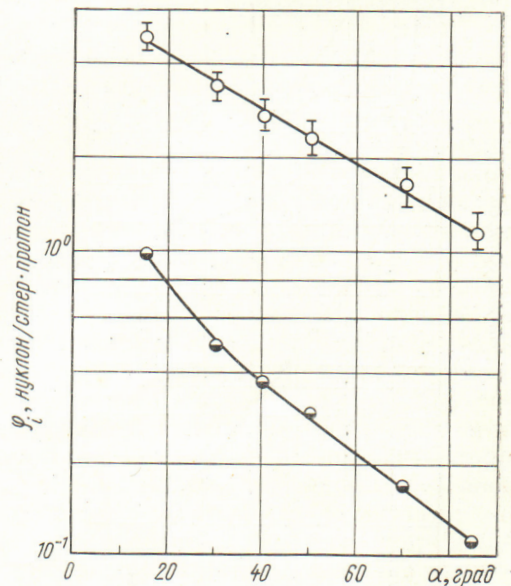


Рис. 4. Угловое распределение вторичных нуклонов с энергией 0,9—660 Мэв (○) и 60—660 Мэв (◐), выходящих из никеля толщиной 92,5 г/см².

(кривая 4 на рис. 5) и рассчитанным [8] для протонов с $E_p > 90$ Мэв (кривая 5). В табл. 1 приведены значения Φ_i .

Таблица 1

Числа нуклонов, вылетевших в переднее полупространство из различных мишеней (нормированы на один падающий протон)

Материал мишени	Толщина мишени, г/см ²	Энергетический интервал, Мэв			
		0,9-60	1,6-60	60-660	0,9-660
Углерод	33,4	0,95±0,11	0,72±0,08	0,33±0,04	1,28±0,13
Алюминий	28,1	0,76±0,10	0,46±0,05	0,41±0,04	1,17±0,12
Никель	21,3	0,30±0,04	0,10±0,02	0,21±0,03	0,51±0,07
Свинец	92,5	1,27±0,24	0,33±0,06	0,32±0,04	1,60±0,30
	56,7	1,90±0,25	0,60±0,07	0,43±0,04	2,30±0,30

В экспериментальной работе [5] есть данные о числе нейтронов, зарегистрированных за мишенями из графита, меди и алюминия толщиной 26 г/см² в интервале энергий 30-660 Мэв при начальной энергии протонов 660 Мэв. Если учесть различие в порогах регистрации и толщинах мишеней, а также ввести поправку в данные работы [5] на угловое распределение выходящих нейтронов, то можно сопоставить результаты [5] и настоящей работы. Результаты сравнения, представленные в

табл. 2, показывают, что согласие между данными работы [5] и настоящей работы весьма удовлетворительное.

Таблица 2
Результаты сравнения данных работ [5, 8] и настоящей работы

Материал мишени	Нуклоны (данные настоящей работы)	Нейтроны	
		данные работы [5]	получено из числа нуклонов по данным работы [8]
Алюминий	0,38±0,04	0,20±0,06	0,17±0,02
Углерод	0,26±0,03	0,15±0,06	0,10±0,01

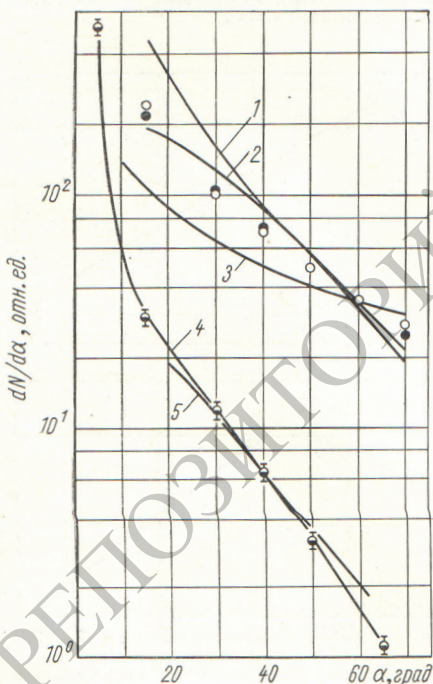


Рис. 5. Угловое распределение вторичных нуклонов с энергией 0,9-660 Мэв (●), 60-660 Мэв (○, кривая 4), выходящих из углерода толщиной 33,4 г/см², и нуклонов с энергией 0,9-660 Мэв (○), выходящих из алюминия толщиной 28 г/см² при E_p = 660 Мэв. Кривые 1, 2, 3, 5 построены по данным работ [7], [18], [6], [8] соответственно.

Толщина одной из никелевых мишеней составляла 0,15 ядерного пробега. С известными приближениями можно считать, что число и спектр нуклонов, вылетевших из этой мишени в переднее полупространство, соответствуют характеристикам частиц в одном элементарном взаимодействии. Оценки показывают, что вклад второго взаимодействия может составить около 10%. Считая, что сечение неупругого взаимодействия для никеля с протонами энергией 660 Мэв равно 0,63 барн (экстраполировано из измеренного σ_a для меди), получим число нуклонов в интервале 60-660 Мэв, равное 1,65 ± 0,25. Соответствующая цифра из расчетов [8] равна 2,3 для меди, а экспериментальное значение [7] равно 1,55 для углерода. При сравнении в результаты работ [7] и [8] введены поправки, учитывающие порог регистрации (60 Мэв) и угловое распределение каскадных частиц. Согласие экспериментальных величин удовлетворительное. При этом следует иметь в виду имеющееся в работе [19] замечание о том, что модель, принятая в работе [8], может привести к завышению числа каскадных нуклонов.

Авторы благодарны С. Г. Цыпину за поддержку работы, В. П. Дзепелову за предоставление возможности работы на синхротронном ОИЯИ, а также Г. Д. Столетову за советы по методике работы на ускорителе.

Поступила в Редакцию 29/IV 1965 г.

В окончательной редакции 23/IX 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Fulmer. Phys. Rev., 108, 1115 (1957).
2. А. Капусцик и др. «Приборы и техника эксперимента», № 5, 72 (1964).
3. В. П. Перельгин и др. «Приборы и техника эксперимента», № 4, 78 (1964).
4. R. Fleisher, P. Price. J. Appl. Phys., 34, 2903 (1963).
5. В. А. Коньшин, Е. С. Матусевич, С. С. Прохоров. В сб. «Вопросы физики защиты реакторов». М., Атомиздат, 1966, стр. 226.
6. Ф. П. Денисов и др. «Ядерная физика», 1, 329 (1965).

7. А. П. Жданов, П. И. Федотов. ЖЭТФ, 41, 1871 (1961).
8. N. Metropolis et al. Phys. Rev., 110, 185 (1958).
9. D. Skyrme. Nucl. Phys., 35, 177 (1962).
10. J. Dostrovsky et al. Phys. Rev., 111, 1659 (1958).
11. M. Berkovitch et al. Phys. Rev., 119, 412 (1960).
12. В. А. Коньшин, Е. С. Матусевич, В. И. Ругушевский. «Ядерная физика», 2, 682 (1965).
13. L. Yodra, N. Sugarman. Phys. Rev., 99, 1470 (1955).
14. E. Kelly, C. Wiegand. Phys. Rev., 73, 1135 (1948).
15. В. М. Панкратов. «Атомная энергия», 14, 177 (1963).
16. P. Stevenson et al. Phys. Rev., 111, 886 (1958).
17. Д. Юз. Атлас нейтронных сечений. М., Изд-во АН СССР, 1955.
18. E. Abate et al. Nuovo cimento, 22, 1206 (1961).
19. H. Bertini. ORNL-3383, Monte-Carlo Calculations on intranuclear cascades, 1963.

Влияние облучения нейтронами на свойства высоколегированных ферритных сталей

Ш. Ш. ИБРАГИМОВ, И. М. ВОРОНИН, А. Я. ЛАДЫГИН

УДК 621.039.553:669.15.194

В работе приводятся данные о влиянии облучения нейтронами на механические свойства железа и ферритных сталей. Материалы облучались различными интегральными дозами при температуре 40—600° С. Выяснено влияние некоторых легирующих добавок на чувствительность стали к облучению.

Для изготовления трубопроводов, петлевых каналов и корпусов реакторов, работающих под высоким давлением при температурах ниже 300° С, широко используются малоуглеродистые и низколегированные ферритные стали. В случае более высоких температур применяются ферритные и феррито-перлитные стали с высоким содержанием легирующих элементов. Высоколегированные ферритные стали можно использовать также для изготовления отдельных деталей активной зоны реакторов и оболочек тепловыделяющих элементов. Однако данные о поведении таких сталей при облучении нейтронами крайне недостаточно [1—4].

В настоящей работе изучалось влияние облучения нейтронами на свойства железа и стали с различным содержанием легирующих добавок. Исследованные материалы обладают ферритной структурой и практически нечувствительны к термической обработке.

Из прутков железа и сплавов были изготовлены образцы (типа малогагаринских) диаметром 3,0 мм в расчетной части и общей длиной 25,0 мм, которые использовались для испытания на растяжение, а также для металлографического анализа и определения твердости. Кроме того, из стали ЭИ-853 были изготовлены образцы в виде проволоки диаметром 2,0 мм для изучения изменений электросопротивления.

Перед облучением, которое проводилось в реакторах БР-2 и БР-5 различными интегральными дозами, образцы подвергались термической обработке — отжигу в вакууме в течение 1 ч. Образцы испытывались на растяжение при комнатной температуре на дистанционной машине УМД-5. Каждая экспериментальная точка получена в результате испытания не менее четырех образцов. Твердость определялась на приборе типа Виккерса алмазной пирамидой при нагрузке 10 кг. Микроструктура образцов исследовалась на дистанционном оптическом микроскопе МИМ-14.

Условия облучения образцов и механические свойства материалов до и после облучения приведены в табл. 1 и 2. Из данных табл. 1 видно, что облучение нейтронами при температуре 320—360° С и ниже приводит к зна-