

Распределение интенсивности γ -излучения в полном прямом цилиндрическом канале

В. П. МАШКОВИЧ, В. А. КЛИМАНОВ

УДК 539.122:539.121.72

Изучено распределение интенсивности γ -излучения от дисковых изотропных и мононаправленных источников с энергией 0,412—2,75 Мэв по оси полых прямых цилиндрических каналов, проходящих через защиту. В качестве защитных материалов использовались вода, бетон и железо. Результаты экспериментов и расчетов совпадают с точностью $\sim 15\%$.

Для дисковых изотропных источников измерено распределение интенсивности γ -излучения внутри защиты и за защитой из воды, через которую проходит прямой цилиндрический канал. Экспериментальные данные совпадают с результатами расчетов методом «лучевого анализа» с точностью $\sim 20\%$.

Подробная информация о прохождении излучения через прямые цилиндрические каналы представляет интерес не только потому, что в реальных защитах прямые цилиндрические каналы встречаются довольно часто, но и потому, что проблемы прохождения излучения через более сложные виды неоднородностей часто включают в себя менее трудные задачи о прохождении излучения через прямые каналы.

Вопросы прохождения излучения через прямые каналы рассматриваются в ряде работ, например в обзорных работах [1, 2]. Однако имеющаяся в литературе информация не дает возможности решать все задачи, связанные с прохождением излучения через прямые каналы.

В литературе отсутствуют данные по распределению γ -излучения от мононаправленных источников излучения в канале, по расчету и оценке вклада в общую интенсивность альбедного компонента излучения, по экспериментальной проверке расчетных рекомендаций работы [1] в широком диапазоне энергий, а также по оценкам интенсивности γ -излучения внутри и вне защиты вблизи канала.

Изучению этих вопросов посвящена настоящая работа.

Постановка задачи

Рассмотрим прямой цилиндрический канал длиной L и радиусом a , на входе которого расположен плоский источник γ -излучения в форме диска радиусом R , испускающий n_0 γ -квантов с энергией E_0 с единицы поверхности в единицу времени в полупространство в направлении канала.

В работе исследуются изотропные и мононаправленные источники.

В общем случае представляется удобным разделить на составляющие полную интенсивность γ -излучения в точке A на глубине z на оси канала:

$$J(z) = J_{\text{пр}}(z) + J_{\text{нат}}(z) + J_{\text{ал. пр}}(z) + J_{\text{ал. нат}}(z), \quad (1)$$

где $J_{\text{пр}}(z)$ — составляющая полной интенсивности, обусловленная нерассеянным излучением «прямой видимости»; $J_{\text{нат}}(z)$ — составляющая, обусловленная излучением «натекания», прошедшим через защиту, вошедшим в канал через его стенку и попавшим в точку детектирования; $J_{\text{ал. пр}}(z)$ — составляющая, обусловленная излучением прямой видимости, прошедшим в точку детектирования после отражения от стенок канала; $J_{\text{ал. нат}}(z)$ — составляющая, обусловленная излучением натекания, прошедшим через защиту, вошедшим в канал через его стенку и попавшим в точку детектирования после рассеяния от стенки канала.

Отметим, что для мононаправленных источников во всех случаях составляющая $J_{\text{ал. пр}}(z) = 0$.

Вклад каждого компонента в общую интенсивность изменяется в зависимости от условий задачи (материала защиты, энергии и размеров источника, геометрии канала и т. п.). Однако оценки показывают, что вкладом альбедной составляющей натекания в полный поток по крайней мере для небольших значений альбедо стенки канала и при $z \gg a$ можно пренебречь.

Задача состоит в расчете каждого компонента полного потока и сравнении расчетных данных с экспериментальными.

Экспериментальное устройство и методика измерений

Использовалась методика измерений, позволяющая разделить полную интенсивность на компоненты $J_{\text{пр}}(z) + J_{\text{ал. пр}}(z)$ и $J_{\text{нат}}(z) + J_{\text{ал. нат}}(z)$ для изотропных источников и $J_{\text{пр}}(z)$ и $J_{\text{нат}}(z) + J_{\text{ал. нат}}(z)$ для мононаправленных источников.

Измерения проводились на оси каналов, проходящих через защиту из воды для мононаправленных источников и из воды, бетона и железа для изотропных источников. Диаметры цилиндрических каналов в воде равнялись 5,5 и 14,4 см, в бетоне 16,4 см, в железе 8 см, длина каналов в воде составляла 155 см, в бетоне 140 см, в железе 50 см.

Применялись дисковые источники Au^{198} ($E_0 = 0,412$ Мэв), Cs^{137} ($E_0 = 0,661$ Мэв), Co^{60} ($E_0 = 1,25$ Мэв) и Na^{24} (из спектра γ -излучения изотопа выделялась линия $E_0 = 2,75$ Мэв).

Дисковые изотропные или мононаправленные источники моделировались соответствующими точечными изотропными или мононаправленными источниками. Точечный мононаправленный источник имел угол расходимости $\sim 30'$.

При измерениях точечный источник при каждом фиксированном положении детектора z перемещался вдоль радиуса дискового источника r в пределах $0 \leq r \leq R$. Для дискретных положений данного источника определялась интенсивность излучений $J(z, r)$.

Интенсивность излучения в зависимости от z для дискового источника радиусом R рассчитывалась численным интегрированием по формуле

$$J(z) = 2\pi \int_0^R J(z, r) r dr. \quad (2)$$

Составляющие полной интенсивности определяются по формуле (2) при следующих пределах интегрирования:

$$J_{пр}(z) + J_{ал. пр}(z) = 2\pi \int_0^a J(z, r) r dr; \quad (3)$$

$$J_{нат}(z) + J_{ал. нат}(z) = 2\pi \int_a^R J(z, r) r dr. \quad (4)$$

В качестве детектора использовался малогабаритный счетчик типа СБМ-10 со специальными фильтрами [3]. Данные работы [3] вместе с проведенными в настоящей работе измерениями хода с жесткостью рассматриваемого детектора в диапазоне энергий 50—160 кэв на рентгеновской установке и для энергии $E_0 = 2,75$ Мэв позволяют считать указанный счетчик не имеющим хода с жесткостью по интенсивности с точностью не хуже 12% в диапазоне энергий 60 кэв — 3 Мэв.

Распределение интенсивности γ -излучения от дисковых изотропных источников

Рассмотрим способы расчета компонентов полной интенсивности.

Составляющая $J_{пр}(z)$ легко вычисляется по формуле [1]

$$J_{пр}(z) = \frac{J_0}{2} \ln \left(1 + \frac{a^2}{z^2} \right), \quad (5)$$

где $J_0 = n_0 E_0$; n_0 — число γ -квантов, испускаемых с 1 см^2 площади источника в 1 сек в направлении щели.

Для расчета компонента натекания может быть использован метод лучевого анализа [1]. В рассматриваемом случае компонент $J_{нат}(z)$ можно определить численным интегрированием.

Большие трудности возникают при расчете альбедного компонента $J_{ал. пр}(z)$. Известные формулы Симона и Клиффорда [4] не могут быть использованы для решения рассматриваемых задач в силу неприменимости ограничений, принятых при выводе этих формул. Оценки показали, что расчеты по этим формулам дают занижение альбедного компонента в несколько раз.

Расчет альбедного компонента может быть произведен с учетом дифференциального энергетического альбеда. В этом случае вклад в величину $J_{ал. пр}(z)$ в точке A от рассеивающего элемента $ds = 2\pi adz_1$ для точечного изотропного источника, расположенного в центре входной области канала (рис. 1), определяется по формуле

$$dJ_{ал. пр} = \frac{J_0 \cos \theta_1}{2\pi r_1^2} A_E(E_0, \theta_1; \theta_2, \varphi) ds, \quad (6)$$

где θ_1 и θ_2 — углы падения и отражения γ -квантов соответственно; φ — азимутальный угол отражения (в данной геометрии он равняется 180° для $z_1 > z$ или 0 при $z_1 < z$); $A_E(E_0, \theta_1; \theta_2, \varphi)$ — дифференциальное энергетическое альbedo. Тогда полная интенсивность рассеянного излучения в точке A определяется интегрированием по ds .

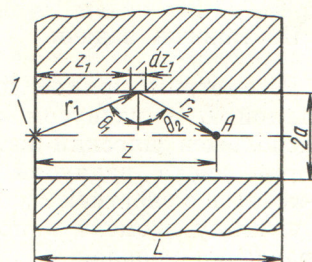


Рис. 1. Расчет составляющей $J_{ал. пр}(z)$ для дискового изотропного источника:
1 — точечный изотропный источник.

Величину дифференциального энергетического альbedo можно найти путем пересчета, исходя из полуэмпирической формулы для дифференциального дозового альbedo, предло-

женной для бетона в работе [5], и интегральных значений энергетического и дозового альbedo для бетона и воды.

При расчетах $J_{ал. пр}(z)$ в каналах в железной защите использовались экспериментальные данные авторов настоящей работы.

Некоторые результаты расчетов вместе с экспериментальными данными приведены на рис. 2.

Результаты экспериментов нормированы на мощность источника $1 \text{ Мэв}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$ в полупространство в направлении канала.

Измеренные распределения интенсивности γ -излучения по оси прямых каналов в диапазоне энергий примерно до 3 Мэв согласуются в пределах $\sim 15\%$ с расчетными данными, полученными по рекомендациям работы [1] вместе с учетом компонента $J_{ал. пр}(z)$ по описанной выше методике. Исключение составляют данные для $J_{пр} + J_{ал. пр}$ при энергии γ -излучения источника $E_0 = 0,412 \text{ Мэв}$ в случае каналов в водяной защите. Очевидно, в этом случае нельзя пренебрегать вкладом многократно рассеянного от стенок канала γ -излучения в величину $J_{ал. пр}$. Для оценок величины $J_{ал. пр}$ с учетом многократно рассеянного излучения можно, так же как и в методе Симона — Клиффорда [4], использовать новое альbedo типа $A'_E = \frac{A_E}{1 - A_E}$. В этом случае расчетные данные в пределах ошибок эксперимента и расчета согласуются с экспериментальными.

Для дискового изотропного источника, расположенного у входа в канал, изучалось также распределение интенсивности γ -излучения внутри защиты и за защитой вблизи канала. Расчет интенсивности γ -излучения проводился ме-

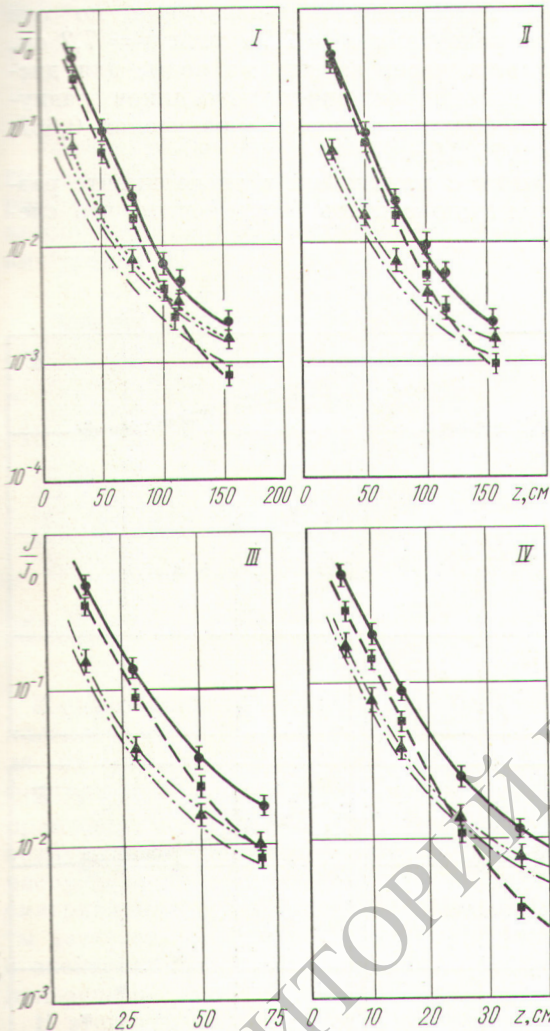


Рис. 2. Распределение интенсивности γ -излучения от дискового изотропного источника радиусом R по оси канала радиусом a :
 I — $a = 7,2 \text{ см}$, $R = 40 \text{ см}$, $E_0 = 0,412 \text{ Мэв}$, защита — вода;
 II — $a = 7,2 \text{ см}$, $R = 40 \text{ см}$, $E_0 = 0,661 \text{ Мэв}$, защита — вода;
 III — $a = 8,3 \text{ см}$, $R = 25 \text{ см}$, $E_0 = 1,25 \text{ Мэв}$, защита — бетон;
 IV — $a = 4 \text{ см}$, $R = 20 \text{ см}$, $E_0 = 2,75 \text{ Мэв}$, защита — железо;

расчетные кривые: — для $\frac{J(z)}{J_0}$; - - - для $\frac{J_{нат}(z)}{J_0}$;
 - · - · для $\frac{J_{пр}(z)}{J_0}$; · · · · · для $\frac{J_{пр}(z) + J_{ал. пр}(z)}{J_0}$;
 · · · · · для $\frac{J_{пр}(z) + J_{ал. пр}(z)}{J_0}$ с заменой A_E на A'_E ; экс-
 периментальные значения: ● — $\frac{J(z)}{J_0}$;
 ■ — $\frac{J_{нат}(z) + J_{ал. нат}(z)}{J_0}$; ▲ — $\frac{J_{пр}(z) + J_{ал. пр}(z)}{J_0}$.

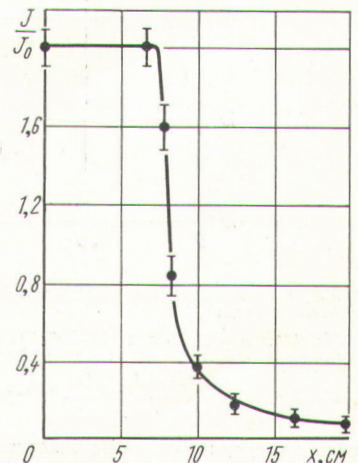


Рис. 3. Распределение интенсивности γ -излучения от дискового изотропного источника ($E_0 = 1,25 \text{ Мэв}$) за водяной защитой, через которую проходит прямой цилиндрический канал ($L = 155 \text{ см}$):
 — расчетная кривая; ● — экспериментальные значения; x — расстояние от оси канала.

тодом лучевого анализа. При расчете интенсивности γ -излучения за защитой вводилась поправка на барьерность. На рис. 3 в виде примера приведены расчетные и экспериментальные данные распределения интенсивности γ -излучения за водяной защитой для канала радиусом $a = 7,2$ см и длиной 155 см от дискового изотропного источника Co^{60} радиусом $R = 15$ см.

Наблюдаемое расхождение между экспериментом и расчетом находится в пределах ошибки эксперимента и расчета и определяется величиной $\sim 20\%$.

Распределение интенсивности γ -излучения от дисковых мононаправленных источников

На рис. 4 приведено полученное авторами настоящей работы экспериментальное распределение интенсивности γ -излучения по оси каналов радиусами $a = 2,75$ см и $a = 7,2$ см, проходящих через защиту из воды, для дисковых мононаправленных источников радиусом $R = 40$ см с энергией γ -излучения 0,661; 1,25 и 2,75 Мэв.

Источник с принятыми в эксперименте размерами можно считать бесконечным, что сле-

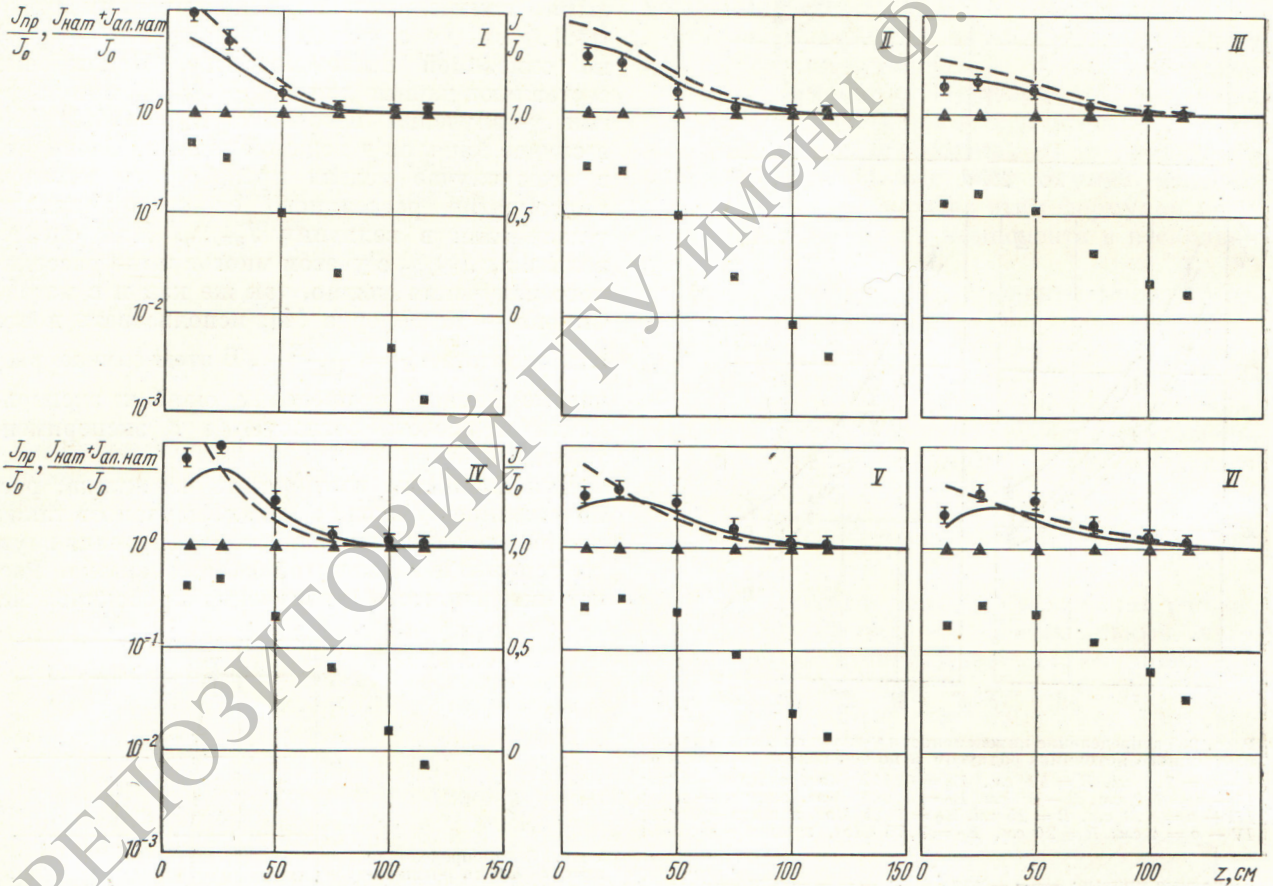


Рис. 4. Распределение интенсивности γ -излучения от дискового мононаправленного источника радиусом $R = 40$ см по оси канала в воде:

I — Cs^{137} , $a = 2,75$ см; II — Co^{60} , $a = 2,75$ см; III — Na^{24} , $a = 2,75$ см; IV — Cs^{137} , $a = 7,2$ см; V — Co^{60} , $a = 7,2$ см; VI — Na^{24} , $a = 7,2$ см; расчетные кривые:

— для $\frac{J_{\text{пр}}(z) + J_{\text{нат}}(z)}{J_0}$ в приближении однократного рассеяния; - - - для $\frac{J_{\text{пр}}(z) + J_{\text{нат}}(z)}{J_0}$ по фактору накопления; экспериментальные значения: ● — $\frac{J(z)}{J_0}$; ▲ — $\frac{J_{\text{пр}}(z)}{J_0}$; ■ — $\frac{J_{\text{нат}}(z) + J_{\text{ал.нат}}(z)}{J_0}$.

дует из проведенных измерений зависимости интенсивности излучения от радиуса источника R .

Рассмотрим возможные способы приближенного расчета компонентов полной интенсивности $J(z)$.

Составляющая прямой видимости

$$I_{\text{пр}}(z) = n_0 E_0 - \text{const.}$$

Точное определение компонента $J_{\text{нат}}(z)$ затруднительно; интересно оценить $J_{\text{нат}}(z)$ для расстояний z , при которых этот компонент вносит еще заметный вклад в величину полной интенсивности.

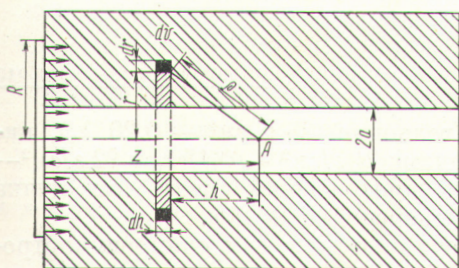


Рис. 5. Расчет составляющей $J_{\text{нат}}(z)$ для дискового мононаправленного источника.

Можно оценить $J_{\text{нат}}(z)$ для бесконечного плоского мононаправленного источника, исходя из известной величины энергетического фактора накопления для плоского мононаправленного источника $B_{\text{эн}}^{\text{п.м}}$, если пренебречь возмущением, вносимым полым каналом в распределение рассеянного излучения в рассматриваемой среде. Следовательно, результаты расчетов тем лучше будут согласовываться с экспериментальными данными, чем меньше поперечные размеры канала.

В этом случае

$$J_{\text{нат}}(z) = n_0 E_0 e^{-\mu z} (B_{\text{эн}}^{\text{п.м}} - 1). \quad (7)$$

Оценка $J_{\text{нат}}(z)$ для источника радиусом R (рис. 5) может быть также проведена в приближении однократного рассеяния по формуле

$$J_{\text{нат}}(z) = 2n_0 E_0 \Sigma_s \int_0^z h e^{-\mu(z-h)} dh \int \frac{\sqrt{R^2+z^2}}{\sqrt{a^2+z^2}} \times e^{-\gamma \rho} \left(1 - \frac{a}{\sqrt{\rho^2-h^2}}\right) dQ, \quad (8)$$

где Σ_s — макроскопическое сечение рассеяния γ -излучения с энергией E_0 ; γ — коэффициент электронного преобразования (его значение усредняется по спектральному распределению однократно рассеянного γ -излучения).

При выводе формулы (8) угловое распределение рассеянного излучения из элементарного объема dv предполагалось косинусоидальным.

Рассчитанные указанными способами значения $J_{\text{нат}}(z)$ и $J_{\text{пр}}(z)$ в виде $J(z) = J_{\text{пр}}(z) + J_{\text{нат}}(z)$ приведены вместе с экспериментальными данными на рис. 4.

Максимальное расхождение экспериментов с расчетами этими способами для величины $J(z)$ достигает 12–16%.

Обсуждение результатов

Анализ приведенных выше данных показывает, что для изотропных источников результаты, полученные с помощью описанного метода оценки компонента $J_{\text{ал. пр}}(z)$, хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Необходимо отметить, что вкладом компонента $J_{\text{ал. пр}}(z)$ в общую интенсивность нельзя пренебрегать во всех случаях. Например, $\frac{J_{\text{ал. пр}}(z)}{J_{\text{пр}}(z)}$ достигает $\sim 0,5$ для канала диаметром 14,4 см в защите из воды для источника с энергией γ -излучения 0,412 Мэв. С увеличением порядкового номера среды и энергии γ -излучения источника отношение $\frac{J_{\text{ал. пр}}(z)}{J_{\text{пр}}(z)}$ уменьшается.

Компонент натекания $J_{\text{нат}}(z)$ при прочих равных условиях увеличивается с уменьшением атомного номера и плотности материала защиты и увеличением диаметра источника.

При определении распределения интенсивности γ -излучения $J(z)$ от дисковых мононаправленных источников на оси полых прямых цилиндрических каналов необходимо учитывать компонент $J_{\text{нат}}(z)$. Например, для источника γ -излучения с энергией $E_0 = 0,661$ Мэв радиусом $R = 40$ см и канала радиусом $a = 7,2$ см (в случае водяной защиты) $J_{\text{нат}}^{\text{макс}} = 0,5 J_{\text{пр}}$.

Для величины $J_{\text{нат}}(z)$ в эксперименте наблюдается максимум при $z \approx 25$ см для каналов большего радиуса ($a \geq 5$ см); для каналов меньшего радиуса максимум не наблюдается. Расчеты в приближении однократного рассеяния и анализ физических процессов подтверждают эту закономерность.

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 синхротроне 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.

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 регистрации вторичных нуклонов использовались реакции деления U²³⁸, Th²³², Bi²⁰⁹ и Pb. Осколки деления регистрировались по следам, оставленным ими в фотостекле [1—4]. Величина порога регистрации составляет в нашем случае 20—25 Мэв.

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

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

где σ_f⁽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.

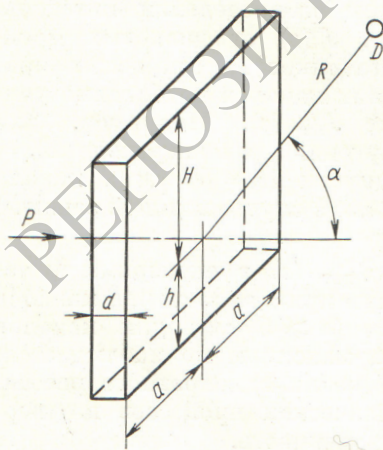


Рис. 1. Геометрия эксперимента.