

Рис. 4. Энергетические факторы накопления в смещенных точках для алюминиевых барьеров с толщиной μd по нормали: ● — 3,28; Δ — 2,71; \square — 2,13; \circ — 1,35; 1 — бесконечная геометрия; 2 — барьерная геометрия; $E_0 = 0,661$ Мэв.

сана эмпирической формулой

$$B_6(\mu, \mu d) = B_6(\mu) - \mu \left(k_1 - \frac{k_1}{k_2} \mu d \right) (\mu - \mu d),$$

где $B_6(\mu)$ — энергетический фактор накопления для бесконечного барьера и точечного изотропного источ-

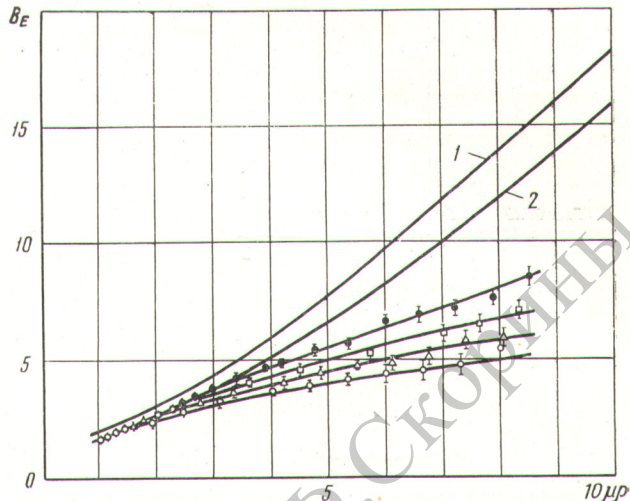


Рис. 5. Энергетические факторы накопления в смещенных точках для алюминиевых барьеров с толщиной μd по нормали: ● — 2,45; \square — 2,00; Δ — 1,58; \circ — 1,00; 1 — бесконечная геометрия; 2 — барьерная геометрия; $E_0 = 1,25$ Мэв.

ника; $k_1 = 0,24$ и $k_2 = 20$ при $E_0 = 0,661$ Мэв; $k_1 = 0,15$ и $k_2 = 7$ при $E_0 = 1,25$ Мэв.

Поступило в Редакцию 1/VI 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. А. Казанский и др. «Атомная энергия», 20, 424 (1966).
2. Л. Р. Кимель. «Атомная энергия», 14, 315 (1963).
3. Л. Р. Кимель. В сб. «Вопросы дозиметрии и защиты от излучений». Вып. 3. М., Атомиздат, 1964, стр. 16.
4. А. М. Панченко. «Атомная энергия», 14, 408 (1963).
5. Г. Гольдштейн. Основы защиты реакторов. М., Госатомиздат, 1961.

Поток и доза вторичных нуклонов при облучении плоской защиты из титана протонами с энергией 660 Мэв

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

УДК 621.039.58:539.172.12

В настоящей работе приведены результаты измерения некоторых интегральных характеристик вторичного излучения за защитой переменной толщины. Эксперимент проводился на синхротронном ОИЯИ при энергии первичных протонов 660 Мэв. Геометрия опыта представлена на рис. 1.

Для регистрации вторичных нуклонов использовались реакции деления $U^{238}(n, f)$, $Bi^{209}(n, f)$, $Re(n, f)$. Осколки деления регистрировались по следам, оставленным ими в стекле. Экспериментально определялось число делений U^{238} , висмута и рения на одно ядро и на один упавший протон в зависимости от расстояния r (см. рис. 1). Процедура определения абсолютно-

го числа делений аналогична описанной в работе [1].

Для вычисления потоков нуклонов необходимо знать средние значения сечений деления $\langle \sigma_f \rangle$ внутри выбранных энергетических интервалов (0,9—60 и 60—660 Мэв), для чего в свою очередь нужно знать энергетические распределения вторичных нуклонов. Принималось, что при взаимодействии протонов с энергией 660 Мэв с мишенями толщиной 0,2—0,5 ядерного пробега спектр вышедших вторичных нуклонов существенно не изменяется по сравнению со спектром вторичных нуклонов в элементарном акте [2]. При определении потока вторичных нуклонов внутри мишени

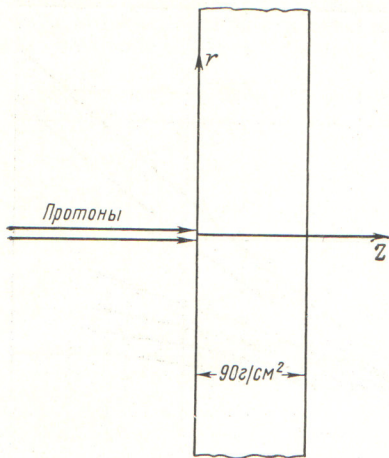


Рис. 1. Геометрия эксперимента.

из титана принималось, что энергетическое распределение вторичных нуклонов имеет вид $\frac{dN}{dE_n} \sim \frac{1}{E_n}$ в области энергий вторичных нуклонов 1—400 Мэв и это распределение не зависит от места измерения в блоке. Такое предположение можно сделать на основании данных работы [3]. Те или иные предположения относительно вида энергетических распределений вторичных нуклонов, принимаемые при усреднении сечений деления, не могут внести существенной ошибки в величину потока вторичных нуклонов, так как средние значения сечений деления $\langle \sigma_f \rangle$ висмута и ^{233}U слабо зависят от вида принятого спектра (с точностью 5—15% $\langle \sigma_f \rangle$ не зависит от вида спектра [1]). При определении потока нуклонов, вылетевших под углом, большим 90° , по отношению к пучку первичных про-

тонов, учитывалась зависимость вида спектра вторичных нуклонов от угла вылета нуклонов [4, 5].

Для вычисления потока использовались следующие значения сечений деления: $\langle \sigma_U \rangle = 1,12 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ (эффективный порог $\sim 0,9 \text{ Мэв}$); $\langle \sigma_{\text{Bi}} \rangle = 111 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ (эффективный порог $\sim 60 \text{ Мэв}$); $\langle \sigma_{\text{Re}} \rangle = 6,9 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ (эффективный порог $\sim 120 \text{ Мэв}$).

Поток нуклонов при заданном Z для бесконечно протяженной пластины, облучаемой широким пучком протонов, падающих нормально на пластину, может

быть найден из соотношения $\Phi(Z) = 2\pi \int_0^\infty \psi(r, Z) \times$
 $\times r dr$, где $\psi(r, Z)$ — поток нуклонов в точке r, Z , измеренный с узким пучком протонов (см. рис. 1). Измерения по r были проведены до $r = 50 \text{ см}$. Функция $\psi(r, Z)$ уменьшалась с ростом r достаточно быстро, так что $\int_0^\infty \psi(r, Z) r dr$ практически был равен

$$\int_0^{50} \psi(r, Z) r dr.$$

На рис. 2 изображены потоки $\Phi(Z)$ нуклонов внутри титановой пластины толщиной 90 г/см^2 , нормированные на единичный поток протонов. Поток нуклонов при $Z=0$ можно трактовать как альбедо по вторичным нуклонам. Измеренная величина альбедо составляла $0,37 \pm 0,05$. Эта величина в основном определяется испарительными нейтронами. Полученные экспериментальные данные позволяют провести достаточно точную оценку дозы, создаваемой вторичными нуклонами за плоской защитой.

В работах [6, 7] методом Монте-Карло в рамках каскадно-испарительной модели получены соотношения между среднетканевыми, максимальными тканевыми дозами в фантоме (в барадах) и потоком нейтронов или протонов, падающих нормально или изотропно на фантом толщиной 30 г/см^2 . Эти соотношения, вычисленные для интервала начальных энергий нуклонов 60—400 Мэв, экстраполировались до энергии 660 Мэв. Такая экстраполяция не приводит к заметным ошибкам, поскольку величины доз слабо меняются при энергиях, больших 300 Мэв. Соотношение между потоком нейтронов в интервале энергий 0—60 Мэв и дозой в барадах было получено по данным работы [8].

Поскольку вторичные нуклоны имеют энергию от долей (в основном нейтроны) до сотен мегаэлектрон-вольт, а перепады глубинных доз по фантому весьма значительны, особенно для нейтронов малых энергий, невозможно предпочесть однозначно тот или иной интегральный параметр (максимальная доза или среднетканевая) для описания ослабляющих свойств данного материала. Более разумно приводить обе характеристики — среднетканевую и максимальную тканевую дозы.

Соотношения поток — доза использовались для случая мононаправленного падения первичных протонов на фантом.

Было проведено усреднение дозы вторичных нуклонов по энергетическому распределению вторичных нуклонов в элементарном акте. Выбор той или иной формы энергетического распределения вторичных нуклонов не приводит к заметной неопределенности, поскольку средние величины доз слабо зависят от спек-

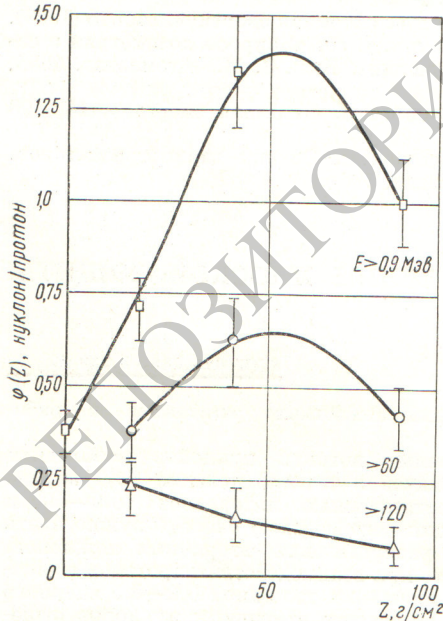


Рис. 2. Потоки нуклонов внутри титановой пластины толщиной 90 г/см^2 , облучаемой широким пучком протонов с энергией 660 Мэв нормально к поверхности пластины.

тра вторичных нуклонов. Расчеты дали следующие величины дозовых весов вторичных нуклонов: для протонов в интервале 60—660 Мэв — $9,7 \cdot 10^{-8}$ бэрад/протон, для нейтронов в интервале 60—660 Мэв — $8,0 \cdot 10^{-8}$ бэрад/нейтрон, для нейтронов в интервале 0,9—60 Мэв — $2,4 \cdot 10^{-8}$ бэрад/нейтрон.

При вычислениях дозы было принято, что внутри интервала 60—660 Мэв число протонов и нейтронов для титана одинаково.

Вклад в дозу нейтронов с энергиями, меньшими 0,9 Мэв, которые непосредственно не измерялись в данной работе, был рассчитан на основании данных работы [1]. Вычисления дали величину отношения дозы всех нейтронов с энергией меньше 60 Мэв к дозе нейтронов в интервале 0,9—60 Мэв, равную 1,25.

Среднетканевая доза за защитой равна $(5,6 \pm 1,0) \times 10^{-8}$ бэрад/протон/см², а максимальная — $(13 \pm 2,5) \cdot 10^{-8}$ бэрад/протон/см².

В заключение авторы выражают благодарность В. П. Дзелепову за поддержку в работе.

Поступило в Редакцию 14/II 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Коньшин, Е. С. Матусевич, В. И. Регушевский. «Атомная энергия», 20, 132 (1966).
2. Ф. П. Денисов и др. «Ядерная физика», 1, 329 (1965).
3. В. А. Коньшин, Е. С. Матусевич, С. С. Прохоров. В сб. «Вопросы физики защиты реакторов». Вып. 2. М., Атомиздат, 1966, стр. 226.
4. Л. С. Ажгирей и др. ЖЭТФ, 36, 1634 (1959).
5. W. Hess, B. Moyer. Phys. Rev., 101, 337 (1956).
6. C. Zerby, W. Kinny. Nucl. Instrum. and Methods, 36, 125 (1965).
7. J. Neufeld et al. Health Phys., 12, 227 (1966).
8. М. И. Шальнов. Тканевая доза нейтронов. М., Атомиздат, 1960.

Угловые распределения доз γ -излучения за графитом от источника с начальной энергией 4,45 Мэв

В. Г. ЗОЛОТУХИН, Б. А. ЕФИМЕНКО, Е. С. МАТУСЕВИЧ, С. С. ОМАРОВ

УДК 539.122: 539.121.72

При помощи изотропного дозового сцинтилляционного детектора γ -излучения с дискриминацией нейтронов по времени высвечивания были измерены угловые распределения дозы γ -излучения, выходящего из блока графита, внутри которого располагался $Po - \alpha - Be$ источник. Геометрия эксперимента показана на рис. 1. Неупругое рассеяние нейтронов в графите приводило к появлению γ -квантов с той же энергией 4,43 Мэв, что и у γ -квантов, испускаемых источником. Гамма-кванты неупругого рассеяния по числу составляли около 30% от γ -квантов источника, а их пространственное распределение определяется геометрией и транспортной длиной, равной 13 см. Кроме того, из источника

излучается $\sim 0,3$ γ -кванта с энергией 0,803 Мэв на один γ -квант с энергией 4,43 Мэв. Оценки показали, что вклад мягких γ -квантов в дозу за защитой не превышает 7; 4,5 и 3% от полной величины дозы для d , равных 20; 40 и 50 см соответственно. Экспериментальные оценки показали, что можно пренебречь также вкладом γ -излучения, сопровождающего захват нейтронов в графите.

Расчет проводился модифицированным методом Монте-Карло, известным как метод локального вычисления потока *.

* В. Г. Золотухин, С. М. Ермаков. В сб. «Вопросы физики защиты реакторов». Под ред. Д. Л. Бродера и др. М., Госатомиздат, 1963, стр. 171.

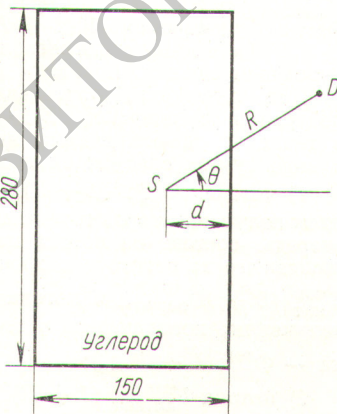


Рис. 1. Геометрия эксперимента (вид сверху):

S — источник; D — детектор; значения R и d изменялись одновременно.

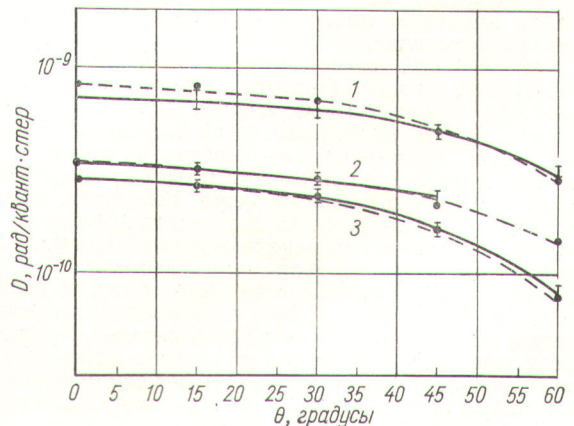


Рис. 2. Сравнение расчетных и экспериментальных угловых распределений доз:

— эксперимент, — — — расчет; 1 — R = 120 см, d = 20 см; 2 — R = 140 см, d = 40 см; 3 — R = 150 см, d = 50 см.