

АЛЬБЕДО НЕЙТРОНОВ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭНЕРГИЙ

*И. С. Гордеев, Г. Н. Тимошенко*¹

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия

Приведены расчетные данные о дифференциальном и полном альbedo нейтронов релятивистских энергий, падающих на обычный бетон, и предложена аппроксимация энергетической зависимости полного альbedo нейтронов в диапазоне энергии до 50 ГэВ.

Calculated data on the differential and total albedo of neutrons of relativistic energies incident on ordinary concrete are presented, and an approximation of the energy dependence of the total neutron albedo in the energy range up to 50 GeV is proposed.

PACS: 28.41.Te

Изучению альbedo нейтронов посвящено множество работ, что обусловлено практической необходимостью оценки дозы за проемами различного типа в биологической защите ядерно-физических установок. На ранних этапах для этой цели использовались эмпирические алгоритмы расчета проходов типа лабиринтов в защите, при этом полагалось, что основной вклад в дозу на выходе из них создавался медленными нейтронами. Трудности в создании надежного расчетного аппарата были связаны со сложностью экспериментов по изучению нейтронного альbedo и ограниченностью доступных нейтронных источников. По мере развития вычислительной техники основным методом при расчете лабиринтов в защите высокоэнергетичных ускорителей стало использование программ транспорта излучений в веществе методом Монте-Карло, позволяющим задавать любую 3D-конфигурацию проходов. В последние годы проявился также интерес к формированию квазиальbedo нейтронов из грунта небесных тел для оценки дозы, формируемой на их поверхности космическим излучением.

Альbedo нейтронов низких энергий (до нескольких мегаэлектронвольт) изучено достаточно подробно. Основным механизмом, формирующим альbedo нейтронов низких энергий, является их упругое рассеяние на ядрах среды. Вследствие этого число альбедных нейтронов растет с увеличением угла падения первичных нейтронов на рассеивающую среду, поскольку уменьшается расстояние, которое проходят альбедные нейтроны до поверхности (т. е. снижается вероятность их перерассеяния), и становится меньше сам угол рассеяния, необходимый для выхода рассеянного нейтрона

¹E-mail: tim@jinr.ru

из вещества (а вероятность рассеяния растет с уменьшением угла рассеяния). Очевидно, что альbedo тем выше, чем больше сечение рассеяния и чем меньше сечение поглощения нейтронов ядрами среды. В частности, альbedo тепловых нейтронов для обычной воды равно 0,81, а для тяжелой (D_2O) — 0,98.

Часть результатов по альbedo нейтронов низких энергий получена экспериментально, но большинство рассчитано методом Монте-Карло (например, [1–6]). Что касается данных по альbedo нейтронов высоких энергий, то их существенно меньше и все они получены расчетным путем. В этом случае в формировании альбедного излучения все большая роль принадлежит различным каналам неупругих ядерных реакций с рождением вторичных нейтронов, а вклад упругого рассеяния снижается, так как угловое распределение упругорассеянных нейтронов с ростом их энергии становится все более направленным по ходу движения первичного нейтрона. В глубоководных ядерных реакциях при распаде возбужденного ядра-мишени изотропно рождаются испарительные нейтроны с энергией до нескольких мегаэлектронвольт.

Данных об альbedo нейтронов релятивистских энергий практически нет в силу сложившегося мнения, что альbedo нейтронов с энергией более 20 МэВ мало и им можно пренебречь при решении практических задач. Однако при очень больших энергиях первичных нейтронов из-за роста множественности растет число вторичных нейтронов на глубине, примерно соответствующей длине пробега нейтрона до неупругого взаимодействия, что обуславливает и соответствующий рост числа альбедных нейтронов. Такие ситуации возникают при расчете проходов в защите туннелей современных высокоэнергетических синхротронов.

Для восполнения недостатка данных о дифференциальном и полном числовом альbedo нейтронов релятивистских энергий, падающих на бетон защиты, с помощью кода FLUKA (версия 4.2 от CERN [7, 8]) были выполнены соответствующие расчеты для набора энергий первичных нейтронов 0,5, 1, 3, 10 и 50 ГэВ при углах падения 0, 20, 40, 60, 80° относительно нормали к поверхности бетона. Состав бетона плотностью 2,35 г/см³ приведен в табл. 1.

В программе прослеживались нейтроны до энергии 10⁻³ эВ, протоны и другие заряженные частицы — до 1 МэВ, электроны/позитроны/фотоны — до 5 МэВ. В физику взаимодействий были включены фотоядерные и электроядерные реакции.

Таблица 1. Массовый состав бетона, принятый в расчетах

Элемент	Массовое содержание, %
H	1
C	0,1
O	52,9107
Na	1,6
Mg	0,2
Al	3,3872
Si	33,7021
K	1,3
Ca	4,4
Fe	1,4

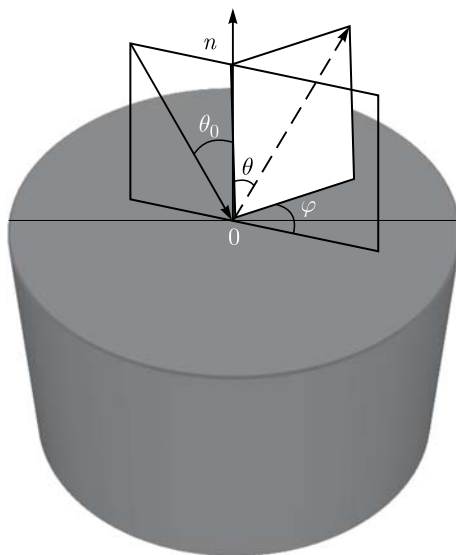


Рис. 1. Схематическое представление геометрии расчета альbedo нейтронов

Схема расчета альbedo нейтронов представлена на рис. 1.

В расчетах использовались две геометрии облучения — бесконечно тонкий пучок первичных нейтронов, падающий под углом θ_0 в точку O в центр бетонной мишени радиусом R и толщиной D , и плоское однородное поле нейтронов, падающих на мишень под углами $\theta_0 = 0$ и 60° . Рассчитывался двойной дифференциальный по энергии и углу θ выход нейтронов из всех точек поверхности бетонной мишени, проинтегрированный по всем азимутальным углам ϕ . При этом определялось число альбедных нейтронов α_θ , вылетающих в угловых интервалах θ : 0–10, 10–20, 20–30, 30–40, 40–50, 50–60, 60–70, 70–80, 80–90° (нормированные на единичный телесный угол вылета, энергию в ГэВ и на один первичный нейтрон), а также их полное альbedo α_{tot} из поверхности мишени (полное альbedo в 2π ср):

$$\alpha_\theta(E_0, \theta_0) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_\theta^{\theta+10} \alpha(E_0, \theta_0; \theta, \varphi) \sin \theta d\theta,$$

$$\alpha_{\text{tot}}(E_0, \theta_0) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \alpha(E_0, \theta_0; \theta, \varphi) \sin \theta d\theta.$$

При облучении мишени релятивистскими нейтронами в ее глубине на расстоянии примерно 1–2 пробегов нейтронов до неупругого взаимодействия λ по ходу движения первичного нейтрона образуется «эффективный источник» вторичных нейтронов, часть из которых уже может выходить обратно из поверхности мишени. Из-за постоянства сечения неупругого взаимодействия адронов с веществом начиная с энергии ~ 150 МэВ значение λ фактически не зависит от энергии первичных нейтронов и для обычного бетона, являющегося смесью веществ, составляет ~ 45 см. Анализ показал, что различие в величинах альbedo нейтронов при толщинах мишени 1 и 3 м

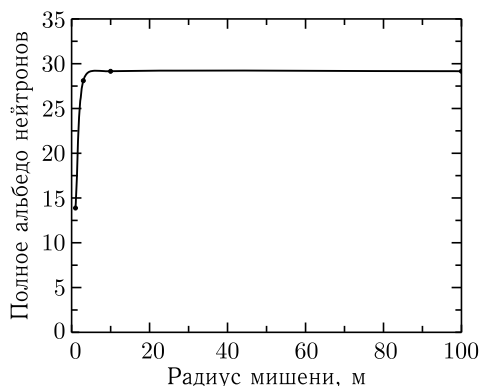


Рис. 2. Зависимость полного альbedo нейтронов для $E = 50$ ГэВ и $\theta_0 = 80^\circ$ от радиуса

не превышает 3,7 % даже при максимальной энергии первичных нейтронов 50 ГэВ. Радиус мишени сказывается на результатах в большей степени, особенно при больших углах падения θ_0 первичных нейтронов. На рис. 2 показана зависимость полного альbedo нейтронов с энергией 50 ГэВ, падающих на мишень под углом $\theta_0 = 80^\circ$, в зависимости от радиуса мишени ($D = 3$ м). Видно, что начиная с $R = 3$ м альbedo нейтронов фактически перестает зависеть от радиуса мишени. Тем не менее в расчетах использовалась геометрия «бесконечной» мишени с радиусом и глубиной, равными 100 м.

Для каждого углового интервала θ рассчитывались спектры альбедных нейтронов из бетона в энергетическом интервале от 0,001 эВ до 50 ГэВ с разбиением 10 бинов на порядок по энергии. Однако так как для нейтронов ниже 20 МэВ во FLUKA применяются энергетические группы, то ниже энергии 20 МэВ равномерно логарифмическое разбиение не сохраняется. Спектры альбедных нейтронов представлены в единицах летаргии.

На рис. 3 приведены зависимости α_θ для случаев падения в центр мишени бесконечно узких пучков нейтронов под углами $\theta_0 = 0, 20, 40, 60$ и 80° с энергиями 0,5, 1, 3, 10 и 50 ГэВ. В каждом угловом интервале θ представлены интегралы выхода альбедных нейтронов всех энергий в телесном угле 1 ср.

Угловые распределения выходов альбедных нейтронов из бетона при всех энергиях первичных нейтронов близки к косинусоидальным, что понятно, если учесть, что большее число альбедных нейтронов имеет сравнительно низкую энергию (испарительные и термализованные нейтроны) и, как следствие, представляет собой источник, близкий к изотропному. Выходы альбедных нейтронов растут с увеличением энергии первичных нейтронов и угла падения пучка на бетон вследствие приближения к поверхности бетона «эффективного источника» вторичных нейтронов в глубине мишени.

На рис. 4 представлены энергетические спектры альбедных нейтронов в угловых диапазонах $0-10^\circ$, $20-30^\circ$, $40-50^\circ$, $60-70^\circ$ и $80-90^\circ$ при падении на бетон пучков первичных нейтронов разных энергий под углом $\theta_0 = 0^\circ$.

Похожие спектры наблюдаются при других значениях угла θ_0 и энергиях первичного нейтрона. В спектрах альбедных нейтронов в единицах летаргии отчетли-

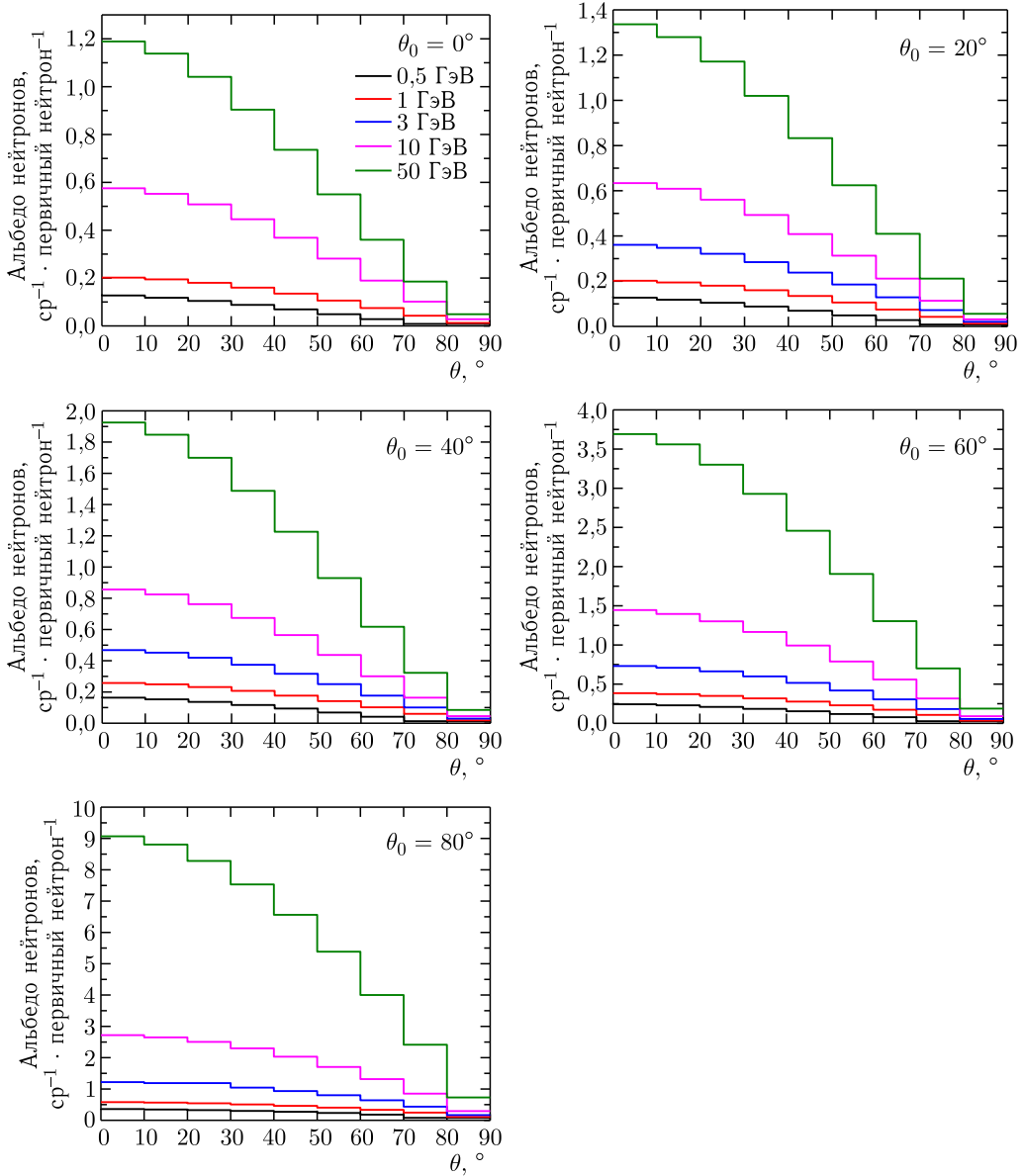


Рис. 3. Зависимости углового альbedo нейтронов α_θ от энергии первичных нейтронов и угла падения пучка на бетон θ_0

во выделяются максимумы тепловых, испарительных, а также каскадных нейтронов с энергией более 20 МэВ, рождающихся преимущественно при упругом рассеянии на ядрах.

В целом вклад каскадной части (> 20 МэВ) в спектрах нейтронов полного альbedo не превышает 37%, что и обуславливает косинусоидальные угловые распределения

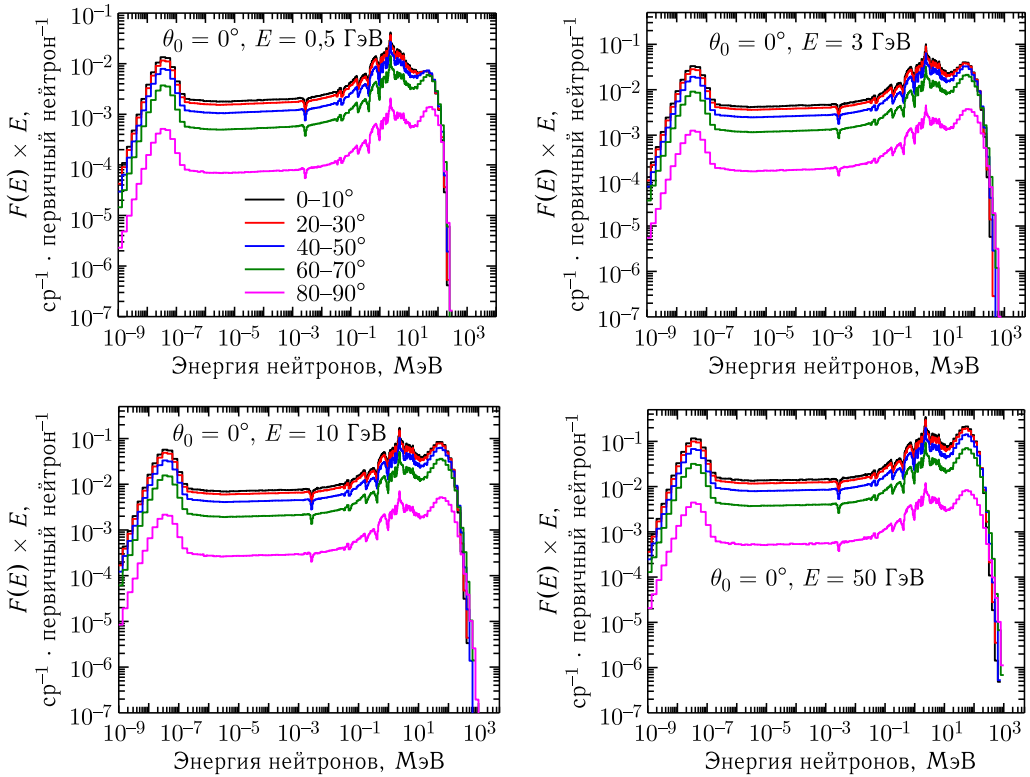


Рис. 4. Энергетические спектры альбедных нейтронов в зависимости от угла θ и энергии первичных нейтронов

выходов альбедных нейтронов из бетона. Вклад альбедных нейтронов с энергией более 20 МэВ по отношению к полному выходу альбедных нейтронов всех энергий (в %) показан в табл. 2.

На практике геометрия бесконечно узкого пучка первичных нейтронов, конечно, не встречается, поэтому было также рассчитано альbedo нейтронов при тех же

Таблица 2. Процентное содержание нейтронов с энергией более 20 МэВ в спектрах нейтронов полного альbedo в зависимости от угла падения на бетон первичных нейтронов и их энергии

$\theta_0, ^\circ$	Энергия источника, ГэВ				
	0,5	1	3	10	50
0	14,86	20,64	25,28	27,68	30,73
20	16,27	21,59	25,95	28,15	31,11
40	20,61	24,57	27,98	29,63	32,23
60	27,68	29,36	31,18	31,91	33,74
80	37,18	36,31	35,36	34,48	34,40

значениях энергии первичных нейтронов плоского однородного поля, облучающего бетонную мишень. Расчеты были выполнены для углов падения нейтронов на бетон $\theta_0 = 0$ и 60° . Качественно все результаты оказались идентичными случаю падения бесконечно узкого пучка в центр мишени с тем лишь различием, что полное альbedo нейтронов для плоского поля оказалось немного меньше из-за граничного эффекта вблизи края хоть и большой, но все же конечной мишени. Поэтому все полученные результаты можно распространить и на случай облучения бетона плоским равномерным полем нейтронов.

На рис. 5 показана энергетическая зависимость полного альbedo нейтронов из обычного бетона. Зависимость на рисунке может быть приблизительно описана следующей формулой:

$$Y(E, \theta_0) = b \left(\frac{a}{b} \sqrt{E} + \exp(6,0632 \cdot 10^{-2} E) - 2 \right),$$

где E — энергия первичных нейтронов (в ГэВ), а параметры a и b зависят от угла падения и размеров бетонной мишени:

$$a(\theta_0, R, D) = a_1 \theta_0^3 + a_2 \exp(\theta_0) + a_3,$$

$$b(\theta_0, R, D) = b_1 \theta_0^3 + b_2 \exp(\theta_0) + b_3.$$

Здесь θ_0 — угол падения первичного пучка нейтронов (в градусах). Параметры $a_{1,2,3}$ и $b_{1,2,3}$ зависят от конкретной геометрии. Для случая «бесконечной» мишени их значения приведены в табл. 3.

Таблица 3. Параметры аппроксимации для радиуса бетонной мишени 100 м

Параметр	Индекс		
	1	2	3
a	$3,8663 \cdot 10^{-6}$	$6,6056 \cdot 10^{-36}$	$5,2184 \cdot 10^{-1}$
b	$3,6328 \cdot 10^{-7}$	$5,7108 \cdot 10^{-36}$	$-2,6983 \cdot 10^{-2}$

Представленная формула является аппроксимацией расчетных данных, ее погрешность $< 10\%$ в худшем случае, а в среднем — около 5% . Формула может быть применима и для других геометрий, но для этого необходимо использовать другие параметры $a_{1,2,3}$ и $b_{1,2,3}$.

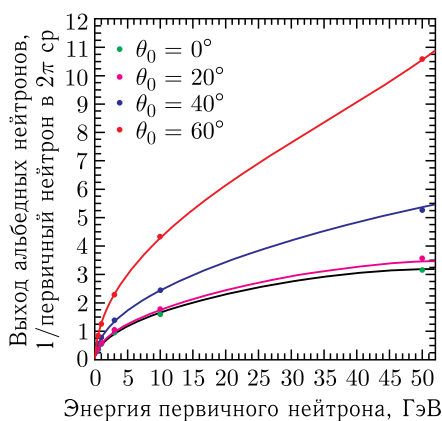


Рис. 5. Выход полного альbedo нейтронов в зависимости от угла и энергии первичных нейтронов

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гудкова Л. Я., Золотухин В. Г., Машкович В. П., Миськевич А. Н. Дифференциальное альbedo тонкого луча быстрых нейтронов для полубесконечного рассеивателя из железа // АЭ. 1968. Т. 25, вып. 3. С. 222.
2. Климанов В. А., Кочанов Б. А., Леденев В. Н. и др. Зависимость характеристик альbedo нейтронов от содержания водорода в среде // Вопр. дозиметрии и защиты от излучений. М.: Атомиздат, 1975. С. 47–50.
3. Maerker B. E., Muckenthaler P. J. Calculation and Measurement of the Fast-Neutron Differential Dose Albedo for Concrete // Nucl. Sci. Eng. 1965. V. 22, No. 2. P. 455–462.
4. Вайсман Е. М., Григорьев В. А., Климанов В. А., Лавданский П. А., Леденев В. Н., Махоньков А. С., Хохлов Б. Ф. Исследование характеристик альbedo нейтронов для новых видов бетонов // Вопр. дозиметрии и защиты от излучений / Ред. В. К. Сахаров. М.: Атомиздат, 1976.
5. Гермогенова Т. А., Золотухин В. Г., Климанов В. А., Машкович В. П., Миськевич А. И. Альbedo нейтронов. М.: Атомиздат, 1973. С. 56–61.
6. Chinaglia B. Albedo Techniques for Calculating the Radiation Transport through Voids. Topical Report EUR 4744 e. European Atomic Energy Community — EURATOM. 1972.
7. Ahdida C. et al. New Capabilities of the FLUKA Multi-Purpose Code // Front. Phys. 2022. V. 9. P. 788253.
8. Battistoni G. et al. Overview of the FLUKA Code // Ann. Nucl. Energy. 2015. V. 82. P. 10–18.

Получено 9 февраля 2022 г.