

УДК 539.101/72.12/72.4/72.84

Анализ выхода нейтронов, образованных протонами высокой энергии (по поводу статьи Й. Накаха и Х. Такахаши)

БАРАШЕНКОВ В. С., ШМАКОВ С. Ю.

В работе [1] на основе теоретического анализа экспериментальных данных [2] по взаимодействию протонов с энергией $T = 0,3-0,66$ ГэВ * с урановой мишенью в свинцовом экране сделан вывод о хорошем согласии с экспериментом метода расчетов, использованного авторами работы [1], и о существенном завышении выхода нейтронов при расчетах по методу [3,4], разработанному в Дубне. Наша цель — показать, что этот вывод основан на недоразумении.

Прежде всего следует отметить, что различия обсуждаемых методов, связанные с пренебрежением в работе [3] распадом π^\pm -мезонов и выбором постоянного значения параметра плотности уровней a_n , на что особо обращают внимание авторы работы [1], не существенны. В области энергии, где выполнены измерения [2], мезонов вообще рождается очень мало (даже при $T = 0,66$ ГэВ отношение числа π -мезонов к суммарной множественности вторичных частиц $n_\pi/n_t \approx 1,5\%$), а при большей энергии распад нейтральных и заряженных мезонов рассчитывается розыгрышем Монте-Карло с учетом релятивистского увеличения времени их жизни (все приведенные ниже данные выписаны с учетом распада мезонов). Что касается зависимости параметра a_n от свойств распадающегося ядра, то это заметно сказывается лишь на выходе изотопов: множественность вторичных частиц, их энергия при этом практически не изменяются (табл. 1)**.

Значительно более важным различием работ [1] и [3,4] является то, что в работе [1] для расчета взаимодействия высокоэнергетической частицы с ядром используется разработанная в Ок-Риджской лаборатории (США) каскадно-испарительная модель («код NMTC»), в которой не учитывается процесс деления возбужденного остаточного («послекаскадного») ядра [8].

* Здесь и далее T — кинетическая энергия первичных протонов.

** Кроме того, использованная в работе [1] формула Ле Кутера очень груба (подробнее см. § 69 в работе [5]). Существуют значительно лучшие параметризации a_n , однако уточнения существенно сказываются только в области слабо делящихся ядер [6, 7].

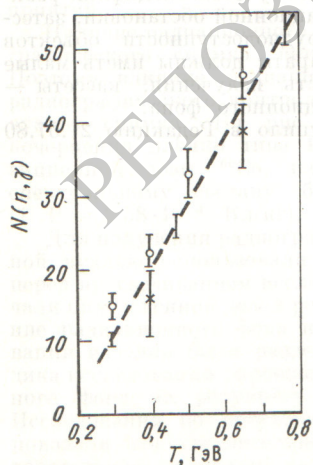


Рис. 1. Число (n, γ) -захватов в мишени работы [2] в расчете на один первичный протон: — — — расчет настоящей работы (указаны статистические погрешности); \times и \circ — соответственно расчетные и экспериментальные данные из работ [1, 2]

Наиболее обстоятельное сравнение разработанных в Дубне и Ок-Ридже методов расчета взаимодействия высокоэнергетических частиц с делящимися средами выполнено Р. Г. Алсмитлером, Т. Габриелем и Ж. Барришем [9], которые в идентичных геометрических условиях получили приблизительно на 20–25% меньший выход нейтронов, чем в работах [2,4]*. Если в нашей модели «выключить» конкуренцию процессов испарения и деления, то результаты расчета приближаются к данным Р. Г. Алсмитлера и др. (табл. 2)**. Это объясняет также различие данных [1] и [3], указанных на рис. 5 работы [1].

Очень важно подчеркнуть, что расчетные данные [3], относящиеся к очень большой, практически бесконечной мишени, нельзя непосредственно сравнить с экспериментом [2], где значительная часть нейтронов могла вылететь из мишени***. Результаты вычислений для уран-свинцовой мишени, применявшейся в эксперименте [2], приведены на рис. 1 и 2. Как и в работе [3], весь расчет распро-

* Мы благодарны Р. Г. Алсмитлеру за ознакомление с результатами этих расчетов до их опубликования.

** Как показывают сравнительные расчеты, в области энергии, большей нескольких сот МэВ, пренебрежение делением сравнительно слабо сказывается на множественности рождающихся частиц [10]. Однако при меньшей энергии (а средняя кинетическая энергия вылетающих из ядра каскадных частиц даже при $T = 0,7$ ГэВ не превосходит сотни МэВ) не учитываемая деление модель приводит к заниженной множественности частиц. Например, при $T = 50$ и 100 МэВ среднее число частиц, рождающихся при неупругом взаимодействии $p + {}^{238}\text{U}$, уменьшается соответственно на 35 и 25%.

*** В работе [1] неправильно указано, что расчеты [3] выполнены для случая изотропного источника протонов, рассмотренного в глубокие мишени. В действительности рассматривался резко коллимированный пучок протонов, попадающий в узкую щель с глубиной около трети длины мишени.

Таблица 1

Средняя кинетическая энергия и средняя множественность вторичных частиц, образующихся при распаде остаточного («послекаскадного») ядра в реакции $p + {}^{238}\text{U}$

$\langle n \rangle, \langle \tau \rangle$	$T = 0,3$ ГэВ		$T = 0,7$ ГэВ	
	А	Б	А	Б
$\langle n_t \rangle$	$12,5 \pm 0,6$	$12,9 \pm 0,6$	$18,3 \pm 0,9$	$19,2 \pm 1,0$
$\langle n_n \rangle$	$12,4 \pm 0,6$	$12,9 \pm 0,6$	$17,3 \pm 0,9$	$18,5 \pm 0,9$
$\langle \tau_t \rangle, \text{ МэВ}$	$3,4 \pm 0,2$	$3,1 \pm 0,2$	$5,1 \pm 0,3$	$4,6 \pm 0,2$
$\langle \tau_n \rangle, \text{ МэВ}$	$3,4 \pm 0,2$	$3,1 \pm 0,2$	$4,4 \pm 0,2$	$4,1 \pm 0,2$

Примечание. Величины, относящиеся соответственно ко всем вторичным частицам и только к нейтронам, имеют индексы t и n ; А — расчет в приближении $a_n = 0,1$; Б — расчет с использованием формулы Ле Кутера. В обоих случаях учитывалась конкуренция процессов испарения и деления ($a_f = a_n$). Указаны статистические погрешности расчета.

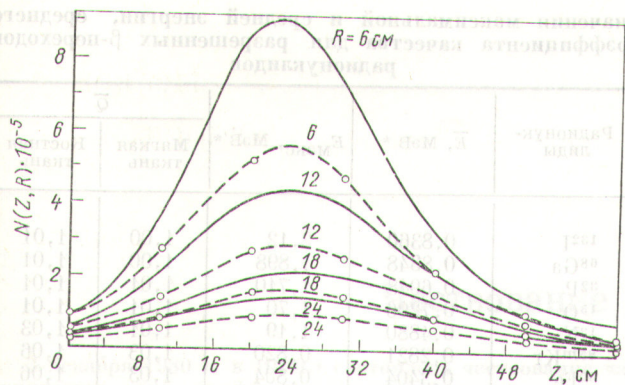


Рис. 2. Распределение (n, γ) -захватов в мишени работы [2] вдоль направления пучка протонов Z на различных расстояниях от оси пучка R (в расчете на один первичный протон и на один грамм материала мишени): — расчет настоящей работы; \circ — экспериментальные данные [2]

Таблица 2

Среднее число (n, γ) -захватов в очень большой (практически бесконечной) мишени из природного урана, облучаемой протонами с энергией T

T, ГэВ	Данные Алемиллера и др.	Расчет настоящей работы *	
		А	Б
0,66	45	54	37±4
1,0	70	96	63±6
1,5	115	151	100±10

* Расчет выполнен с учетом (А) и без учета (Б) деления «послекасакающего» ядра.

странения частиц в мишени выполнен методом Монте-Карло с использованием 26-групповой системы констант [11]; при этом рассматривалась реальная прямоугольная

геометрия мишени без каких-либо упрощений (в работе [1] прямоугольная мишень заменялась цилиндрической).

Рассчитанное нами суммарное число (n, γ) -захватов в мишени в пределах статистических погрешностей хорошо согласуется с экспериментом [2], как видно из рис. 1, даже несколько лучше, чем результаты расчетов [1]. В то же время вычисленные и измеренные дифференциальные распределения захватов различаются примерно в 1,5 раза. Более того, если теоретические значения суммарного числа захватов во всех случаях меньше экспериментальных, то расчетные дифференциальные распределения, наоборот, превосходят экспериментальные.

Поскольку при теоретическом расчете суммарного числа (n, γ) -захватов никаких дополнительных предположений не делается (просто суммируются все случаи захватов при любых R и Z), то обнаруженное расхождение с экспериментом, по нашему мнению, указывает на противоречие между интегральными и дифференциальными данными работы [2] и на необходимость более тщательной нормировки этих данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Накакура И., Такахаши Х. Атомная энергия, 1979, т. 47, вып. 2, с. 83.
2. Васильков Р. Г. и др. Там же, 1978, т. 44, вып. 4, с. 329.
3. Барашенков В. С. и др. Там же, 1974, т. 37, вып. 6, с. 475.
4. Барашенков В. С. ЭЧАЯ, 1978, т. 9, с. 871.
5. Барашенков В. С., Тонсев В. Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М., Атомиздат, 1972.
6. Ильинов А. С., Черепанов Е. А. Препринт ИЯИ Р-0064. М., 1977.
7. Pijinov A. e.a. Z. Phys., 1978, Bd A287, S. 37.
8. Hahn R., Bertini H. Phys. Rev., 1972, v. C6, p. 660.
9. Alsmiller R. In: Proc. of the Inform. Meeting on Accelerator-Breeding. BNL, 18-19 Jan. 1977, BNL CONF-770107.
10. Barashenkov V., Shmakov S. JINR communication E2-12902, Dubna, 1979.
11. Абагян Л. П. и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.

Поступило в Редакцию 12.08.80

УДК 621.039.553.5

Коэффициенты качества электронного излучения при внутреннем облучении человека

ПОПОВ В. И., САВИНСКИЙ А. К., КУЛЯМИН В. А., АНДРЕЕВА Л. С.

Поглощенная доза за счет инкорпорированных радионуклидов в основном обусловлена β -излучением, конверсионными электронами и электронами Оже (в некоторых случаях до 80—90%). При оценке эквивалентной дозы внутреннего облучения коэффициент качества электронов всех энергий Q принимают равным единице за исключением β -излучения трития, для которого рекомендовано $Q = 1,7$ [1]. Однако поскольку для заметной доли дозы электронов с энергией порядка единиц или десятков кэВ линейная передача энергии (ЛПЭ) более 3,5 кэВ/мкм ($Q = 1$), значение среднего коэффициента качества этих электронов оказывается больше единицы. Таким образом, для корректного определения эквивалентной дозы внутреннего облучения необходимо знать коэффициенты качества электронов разных энергий. Согласно рекомендациям

МКРЕ [2] и НКРЗ [3], усредненное значение коэффициента качества для излучения произвольного состава и спектра определяется соотношением

$$\bar{Q} = \frac{1}{D} \int_0^{\infty} D(L_{\infty}) Q(L_{\infty}) dL_{\infty}, \quad (1)$$

где D — поглощенная доза излучения; $D(L_{\infty})$ — распределение поглощенной дозы по ЛПЭ (L_{∞}); $Q(L_{\infty})$ — регламентированная зависимость коэффициента качества Q от ЛПЭ [2]. Были выполнены расчеты дозовых спектров ЛПЭ и \bar{Q} для моноэнергетических электронов в диапазоне энергии 100 эВ $\leq E \leq 1$ МэВ для воды, мягкой и костной тканей. Вычислены также спектры ЛПЭ и \bar{Q} для разрешенных β -спектров радионуклидов в диапазоне 18 кэВ \leq