

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P2 - 6056

В.С. Барашенков, Н.М. Соболевский, В.Д. Тонеев

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

ПРОХОЖДЕНИЕ ПУЧКОВ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ
ЧЕРЕЗ ТОЛСТЫЕ СЛОИ ВЕЩЕСТВА

1971

P2 - 6056

В.С.Барашенков, Н.М.Соболевский, В.Д.Тонеев

ПРОХОЖДЕНИЕ ПУЧКОВ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ
ЧЕРЕЗ ТОЛСТЫЕ СЛОИ ВЕЩЕСТВА

Направлено в АЭ

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

Барашенков В.С., Соболевский Н.М., Тонеев В.Д. P2-6056

Прохождение пучков высокоэнергетических частиц через толстые слои вещества

Методом Монте-Карло рассчитаны абсолютный выход, спектрально-угловые характеристики и пространственное распределение частиц за толстой защитой. Для описания взаимодействия частиц с ядрами использовалась каскадно-испарительная модель. Сравнение с опытом показывает, что разработанная методика может с успехом использоваться для расчета радиационной защиты. Методика применима в области энергий первичных частиц вплоть до нескольких десятков Гэв.

**Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1971**

Barashenkov V.S., Sobolevsky N.M., Toneev V.D. P2-6056

Transporting of the High-Energy Particle Beams through the Thick Slabs of the Matter

The absolute yield, spectral angular characteristics and spatial distribution for particles behind a thick shield are calculated by the Monte-Carlo method. The cascade-evaporation model is used to describe particle-nucleus interactions. The comparison between theory and experiment shows that the method developed can successfully be employed in the calculation of radiation shielding. This method is applicable at primary energies up to a few dozens of GeV.

**Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1971**

В работе^{/1/} была описана методика расчета нуклон-мезонного каскада в блоке вещества, а также исследовались распределения потоков частиц, инициированных высокоэнергетическим первичным излучением внутри и вне блоков различного состава и размеров. В настоящей работе на основе той же методики изучаются более детальные характеристики потоков вторичных частиц за толстой защитой.

Сравнение теоретических и экспериментальных данных позволяет установить, насколько современная теория пригодна для расчета различных величин, характеризующих взаимодействие пучков высокоэнергетических частиц с веществом. Изучение этих вопросов представляет большой интерес в связи с решением многих практических задач, в частности, в связи с расчетом радиационной защиты ускорителей и космических кораблей.

Так же, как и в работе^{/1/}, расчеты выполнены путем моделирования с помощью метода Монте-Карло "судьбы" каждой отдельной частицы в веществе. При этом каждый случай неупругого взаимодействия частицы с ядром, в свою очередь, рассчитывался методом Монте-Карло по каскадно-испарительной модели^{/2-4/}. Поведение нейтронов с энергиями $< 10,5$ Мэв описывалось на основе реакторных констант^{/5/}. (Более подробное описание метода расчета дано в работе^{/1/}).

Для сравнения мы использовали результаты измерений, выполненных на синхротроне ОИЯИ при энергиях $T = 340$ и 660 Мэв^{/6-8/ х/}. При

^{х/}Некоторые предварительные результаты, полученные в рамках упрощенной модели, доложены на Совещании по дозиметрии и физике защиты (Дубна, 1969)^{/9/}.

вычислениях точно воспроизводилась геометрия опытов: алюминиевые блоки толщиной $z = 75$ и 150 г/см² облучались коллимированным пучком протонов с радиусом $r \approx 1$ см. Поскольку точная форма пучка моделировалась с помощью экспериментально измеренной матрицы, то не было необходимости вводить какие-либо геометрические поправки.

Как видно из результатов расчета, приведенных на рисунке, потоки протонов и нейтронов по мере удаления от пучка спадают почти экспоненциально. При этом расчет правильно передает не только характер пространственного распределения излучения за защитой, но дает также вполне удовлетворительное количественное согласие с опытом. Это согласие несколько хуже для потоков вблизи оси первичного пучка ($r \approx 2$ см).

Следует отметить, что согласие рассчитанных протонных потоков с опытом объясняется не только точным учетом геометрии пучка, но и поправкой на многократное рассеяние для тех протонов, которые прошли весь блок, не испытав ядерного взаимодействия. Именно такие "проскочившие" протоны составляют основную часть частиц вблизи оси пучка, а кулоновское рассеяние эффективно увеличивает размеры пучка. Так, например, хотя радиус пучка составляет всего лишь 1 см, протоны, вышедшие из мишени толщиной $z = 150$ г/см² на расстоянии $r \approx 5$ см от оси первичного пучка при $T = 660$ Мэв, почти на 30% состоят из частиц, прошедших через блок без ядерных столкновений. На расстоянии $r \approx 2$ см доля таких протонов возрастает до 50%.

Расчетные значения полных потоков излучения за защитой приведены в табл. 1.

Важность вклада "проскочивших" частиц при небольших значениях r отчетливо прослеживается в энергетических спектрах (см. табл. 2-4). При этом оказывается, что даже незначительная неопределенность при воспроизведении экспериментальных условий заметно влияет на результаты расчета. Так, если предположить монохроматичность первичного пучка, то в расчетных спектрах возникает резкий максимум (см. цифры

в скобках в табл. 3 и 4). Если же допустить существование некоторой дисперсии энергии налетающего протона (например, 10 Мэв для $T = 660$ Мэв и 25 Мэв для $T = 340$ Мэв), то, как видно из тех же таблиц, указанный максимум "расплывается" и форма спектров приближается к экспериментальной. При этом мы учли энергетический разброс не для всего первичного пучка, а только для тех протонов, которые прошли весь блок без ядерного взаимодействия. Ясно, что, варьируя дисперсию и учитывая разброс для всего пучка, можно получить более хорошее согласие с опытом. Таким образом, в данных случаях ($z = 75$ г/см², $T = 340$ Мэв и $z = 150$ г/см², $T = 660$ Мэв) существенно точное знание экспериментальных условий. Напротив, при $z = 75$ г/см², $T = 660$ Мэв потери энергии в блоке невелики и влияние разброса первичного пучка оказывается за пределами измеряемого спектра. В этом случае расчетные спектры хорошо согласуются с экспериментальными (см. табл. 2).

Все вышеизложенное остается в силе и при анализе корреляций между углом вылета и энергией вторичных частиц (табл. 5-7). И здесь в случае, когда влияние разброса первичного пучка на форму измеряемых спектров несущественно, согласие с опытом достаточно хорошее (см. табл. 5). При этом правильно передаются не только корреляции между углом вылета и энергией частиц, но и пространственно-угловое распределение заряженных частиц за защитой (см. табл. 8).

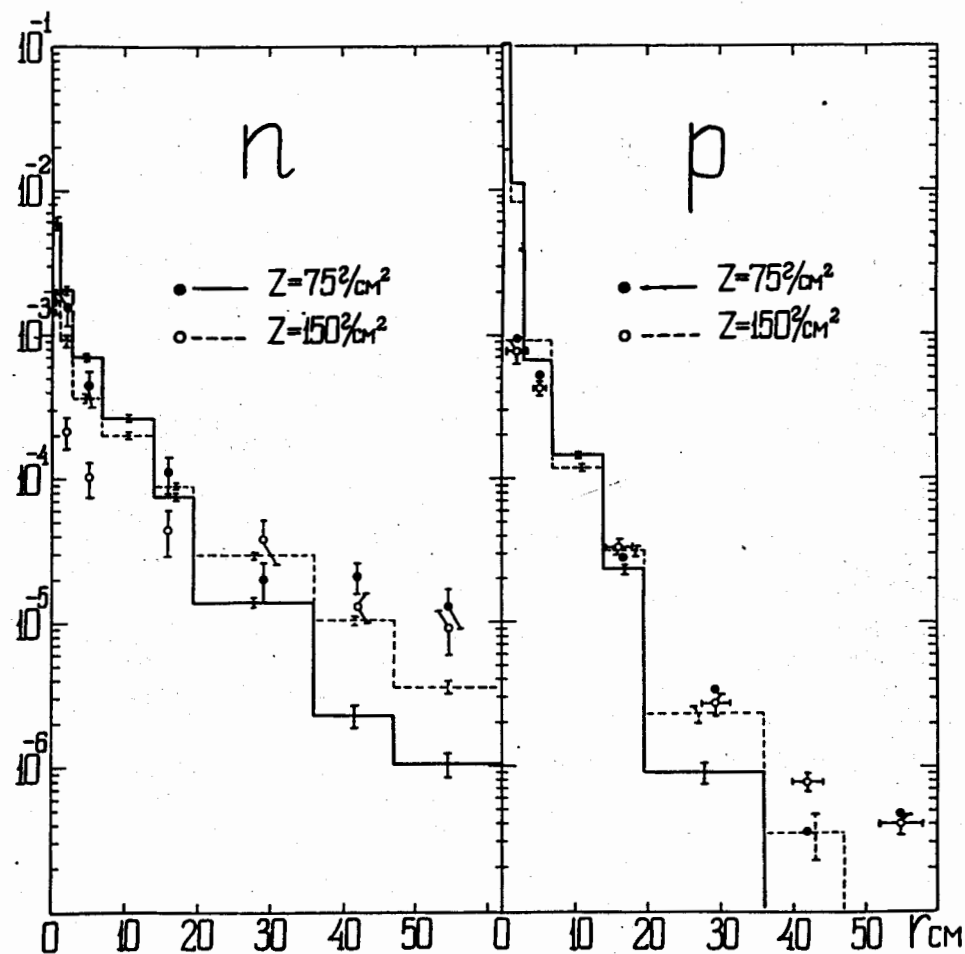
Таким образом, разработанный нами метод расчета прохождения высокоэнергетических частиц через блоки вещества, основанный на монтекарловском моделировании пион- и нуклон-ядерных взаимодействий, может быть с успехом использован как для вычисления интегральных характеристик (суммарного потока частиц и т.д.), так и для получения детальной информации: пространственная структура излучения за защитой, различные спектрально-угловые характеристики, их корреляции и т.п. Сравнение с опытом показывает, что точность расчетов в настоящее время зависит,

главным образом, от достаточно полного знания условий эксперимента. Некоторая неопределенность величины отдельных параметров модели не играет при этом существенной роли.

Л и т е р а т у р а

1. В.С. Барашенков, Н.М. Соболевский, В.Д. Тонеев. Препринт ОИЯИ, P2-5719, Дубна, 1971.
2. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, В.Д. Тонеев. Сообщения ОИЯИ, P2-4065, P2-4066, Дубна, 1968.
3. V.S.Barashenkov, A.S.Iljinov, V.D.Toneev. Communication of JNR E2-5282, Dubna, 1970.
4. В.С. Барашенков, А.С. Ильинов, Н.М. Соболевский, В.Д. Тонеев. Сообщения ОИЯИ, P2-5507, P2-5549, Дубна, 1970.
5. Л.П. Абагян, Н.О. Базазянц, И.И. Бондаренко, М.Н. Николаев. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. Атомиздат, 1964.
6. В.Е. Дудкин, Е.Е. Ковалев, В.Ф. Космач, В.А. Кузьмин, В.И. Остроумов, Ю.И. Серебренников, Л.Н. Смиранный. А.Э., 22, 491 (1967).
7. В.Е. Дудкин, Е.Е. Ковалев, В.Ф. Космач, В.И. Остроумов, Ю.И. Серебренников, Л.Н. Смиранный. АЭ, 23, 241 (1967).
8. А.И. Вихров, В.Е. Дудкин, В.Ф. Космач, В.А. Кузьмин, А.А. Левковский, В.Г. Митрикас, В.И. Остроумов, Ю.И. Серебренников. В сборнике "Вопросы дозиметрии и защиты от излучений", вып. 11, стр. 70. Атомиздат, Москва, 1970.
9. В.Е. Дудкин, В.Г. Митрикас, Н.М. Соболевский, В.Д. Тонеев, В.И. Шептий. В сборнике "Дозиметрия и физика защиты на ускорителях", Сообщение ОИЯИ, 16-4888, стр. 75, Дубна, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 сентября 1971 года.



Пространственное распределение потоков нейтронов и протонов ($\text{см}^{-2} \text{прот.}^{-1}$) за алюминиевой защитой толщиной Z г/см², облучаемой протонами с энергией $T = 660$ Мэв. Гистограммы - результат расчета; экспериментальные точки взяты из работ/7,8/. r - расстояние от ося пучка.

ТАБЛИЦА I

Потоки вторичных частиц за алюминиевой защитой
толщиной Z , облучаемой протонами с энергией
660 МэВ

	$Z = 75 \text{ г/см}^2$		$Z = 150 \text{ г/см}^2$	
	Эксперимент	Теория	Эксперимент	Теория
Нейтроны $E > 50 \text{ МэВ}$	$0,50 \pm 0,15$	$0,34 \pm 0,01$	$0,29 \pm 0,11$	$0,33 \pm 0,02$
Нейтроны $E < 30 \text{ МэВ}$	$1,05 \pm 0,32$	$0,65 \pm 0,05$	$0,76 \pm 0,22$	$1,14 \pm 0,13$
Все протоны	$0,82 \pm 0,15$	$0,69 \pm 0,01$	$0,40 \pm 0,07$	$0,39 \pm 0,01$

ТАБЛИЦА 2

Энергетический спектр протонов (в %) за защитой толщиной $Z = 75 \text{ г/см}^2$
на расстоянии r от оси первичного пучка с энергией $T = 660 \text{ МэВ}$.

E , МэВ	$r = 2 \text{ см}$		$r = 16 \text{ см}$		$r = 29 \text{ см}$	
	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.
0-50	1.0	1.7	6.0	7.2	19.2	15.6
50 - 100	1.3	2.7	9.1	13.4	20.4	28.1
100 - 150	0.7	2.4	12.1	24.1	16.8	28.1
150 - 200	4.6	2.1	22.0	17.0	19.7	15.6
200 - 250	2.3	1.6	6.1	12.5	7.1	9.5
250 - 300	5.1	1.2	6.1	15.1	7.3	3.1
300 - 350	5.2	1.5	6.8	6.2	2.9	-
350 - 400	4.9	1.1	5.3	3,6	1.5	-
> 400	74.9	85.7	26.5	0.9	5.1	-
Суммарное чис- ло событий	307	2664	132	206	137	32

Т А Б Л И Ц А 3

Энергетический спектр протонов (в %) за защитой толщиной $Z = 150 \text{ г/см}^2$ на расстоянии r от оси первичного пучка с энергией $T = 660 \text{ Мэв}$ (в скобках указаны расчетные значения, полученные без учета многократного рассеяния и энергетического разброса первичного пучка)

10

T , Мэв	$r = 2 \text{ см}$		$r = 16 \text{ см}$		$r = 29 \text{ см}$	
	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.
0 - 50	1.0	0.7 (0.7)	8.8	8.7	4.3	9.1
50 - 100	1.4	1.2 (1.2)	10.0	17.5	12.8	27.3
100 - 150	1.6	1.3 (1.3)	16.5	24.5	28.2	32.8
150 - 200	9.7	1.7 (1.7)	16.5	18.0	21.3	25.5
200 - 250	12.3	2.2 (2.2)	8.4	21.8	5.8	5.3
250 - 300	21.4	12.0 (3.0)	11.5	6.8	7.4	-
300 - 350	23.6	72.0 (89.7)	11.5	1.6	6.4	-
350 - 400	13.6	8.7 (0.1)	8.0	0.6	3.7	-
> 400	15.4	0.2 (0.1)	8.8	0.5	10.1	-
Суммарное число событий	281	1215	272	183	188	55

Т А Б Л И Ц А 4

Энергетический спектр протонов (в %) за защитой толщиной $Z = 75 \text{ г/см}^2$ на расстоянии r от оси первичного пучка с энергией 340 Мэв (в скобках указаны расчетные значения, полученные без учета многократного рассеяния и энергетического разброса первичного пучка)

11

T , Мэв	$r = 2 \text{ см}$		$r = 16 \text{ см}$		$r = 29 \text{ см}$	
	эксп.	теор.	эксп.	теор.	экспр.	теор.
0 - 50	20.7	12.2 (6.3)	65.8	37.5	32.5	17
50 - 100	56.0	64.3 (93.2)	24.4	25.0	27.5	17
100 - 150	18.1	20.8 (0.2)	7.8	12.5	27.5	49
150 - 200	4.8	2.5 (0.2)	1.0	25.0	2.5	17
200 - 250	0	0.2 (0.1)	1.0	-	2.5	-
250 - 300	0.4	0 (0)	-	-	7.5	-
Суммарное число событий	229	3786	193	8	40	6

ТАБЛИЦА 5

Спектры протонов (в %) с энергией $\mathcal{T} > 10$ Мэв в заданном интервале полярного угла за защитой толщиной $Z = 75$ г/см². Энергия первичных протонов $T = 660$ Мэв

\mathcal{T} , Мэв	0° - 30°		30° - 60°		60° - 90°		0° - 90°	
	эксп.	теория	эксп.	теория	эксп.	теория	эксп.	теория
0 - 50	0.4	0.9	25.2	10.3	60.0	26.5	2.4	2.0
50 - 100	2.0	1.5	33.3	15.2	20.3	42.9	3.1	3.3
100 - 150	1.6	1.5	20.2	18.3	15.6	12.2	1.8	3.3
150 - 200	4.9	1.5	9.8	15.9	3.1	14.3	5.3	3.1
200 - 250	2.3	1.3	3.7	15.7	0.4	4.1	2.4	2.8
250 - 300	5.2	1.7	3.2	12.2	0.5	-	5.3	2.7
300 - 350	5.3	2.6	1.6	7.9	0.1	-	5.0	3.1
350 - 400	5.8	2.3	0.5	4.5	-	-	4.7	2.5
> 400	72.5	86.7	2.5	-	-	-	70.0	77.2
Суммарное число частиц		7437		732		77		8246

12

ТАБЛИЦА 6

Спектры протонов (в %) с энергией $\mathcal{T} > 10$ Мэв в заданном интервале полярного угла за защитой толщиной $Z = 150$ г/см². Энергия первичных протонов $T = 660$ Мэв. (В скобках указаны расчетные значения, полученные без учета многократного рассеяния и энергетического разброса первичного пучка).

\mathcal{T} , Мэв	0° - 30°		30° - 60°		60° - 90°		0° - 90°	
	эксп.	теория	эксп.	теория	эксп.	теория	эксп.	теория
0 - 50	0.9	0.6 (0.6)	28.8	14.7	74.0	38.5	7.7	2.2
50 - 100	2.7	2.2 (2.2)	26.7	20.5	18.1	38.5	9.3	4.2
100 - 150	4.8	3.0 (3.0)	29.5	26.3	5.3	19.2	15.3	5.3
150 - 200	12.3	4.4 (4.4)	10.5	20.0	1.2	3.8	15.6	5.9
200 - 250	11.9	5.4 (5.4)	1.8	14.0	0.5	-	8.6	6.2
250 - 300	19.7	12.8 (6.3)	0.8	3.8	0.9	-	12.6	11.9
300 - 350	21.3	65.2 (77.9)	0.8	0.4	-	-	12.7	58.6
350 - 400	12.4	6.1 (0.1)	1.1	0	-	-	8.3	5.5
> 400	14.0	0.2 (0.1)	-	0.3	-	-	9.7	0.2
Суммарное число частиц		2766		293		26		3085

13

Т А Б Л И Ц А 7

Спектры протонов (в % %) $\mathcal{T} > 10$ Мэв в заданном интервале полярного угла за защитой толщиной $Z = 75$ г/см². Энергия первичных протонов $T = 340$ Мэв

47

\mathcal{T} , Мэв	0° - 30°		30° - 60°		60° - 90°		0° - 90°	
	экспр.	теория	экспр.	теория	экспр.	теория	экспер.	теория
0 - 50	16.5	11.7	62	66.3	50.5	82	20.4	12.5
50 - 100	46.2	67.3	36	23.6	48.5	0	46.0	66.6
100 - 150	30.9	18.7	1.2	4.5	1.0	18	27.5	18.5
150 - 200	5.3	2.28	0.8	5.6	-	-	4.7	2.32
200 - 250	0.6	0.02	-	-	-	-	1.0	0.06
250 - 300	0.5	0.00	-	-	-	-	0.4	0.02
Суммарное число частиц		6935		79		11		7025

Т А Б Л И Ц А 8

Угловое распределение протонов (в % %), вышедших из блока защиты толщиной $Z = 75$ г/см² на различных расстояниях от первичного пучка. Энергия первичных протонов $T = 660$ Мэв

15

θ°	$r = 2$ см		$r = 16$ см		$r = 29$ см		суммарное (по всем r)	
	экспр.	теория	экспр.	теория	экспр.	теория	экспр.	теория
0 - 15	84.6	87.0	9.1	0	8.8	0	76.9	77.7
15 - 30	10.6	7.1	49.2	17.8	27.0	15.4	12.2	12.3
30 - 45	3.3	3.0	22.7	58.0	35.7	53.9	6.3	6.3
45 - 60	0.7	2.0	12.1	18.7	21.9	23.0	2.9	2.8
60 - 75	0.6	0.8	6.1	5.5	5.1	7.7	1.3	0.7
75 - 90	0.2	0.1	0.8	0	1.5	0	0.4	0.2
Суммарное число частиц		2674		206		32		8261