

ВЫХОД ФОТОНЕЙТРОНОВ ИЗ ЖЕЛЕЗА, МЕДИ И СВИНЦА
ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ ПУЧКА ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ЭНЕРГИЕЙ 600 МЭВ

С. Ф. Рослик

УДК 539.1.074.8

Измерены зависимости выхода фотонейтронов, генерируемых пучком тормозного излучения с энергией 600 Мэв, от толщины поглотителя из железа, меди и свинца.

Показано, что выход фотонейтронов, хотя и слаб, но зависит от энергии ускоренных электронов.

При поглощении пучка тормозного излучения с граничной энергией, превышающей порог фотоядерных реакций, в различного рода мишенях последние становятся источниками фотонейтронов.

Выход фотонейтронов можно приближенно определить по формуле /1/:

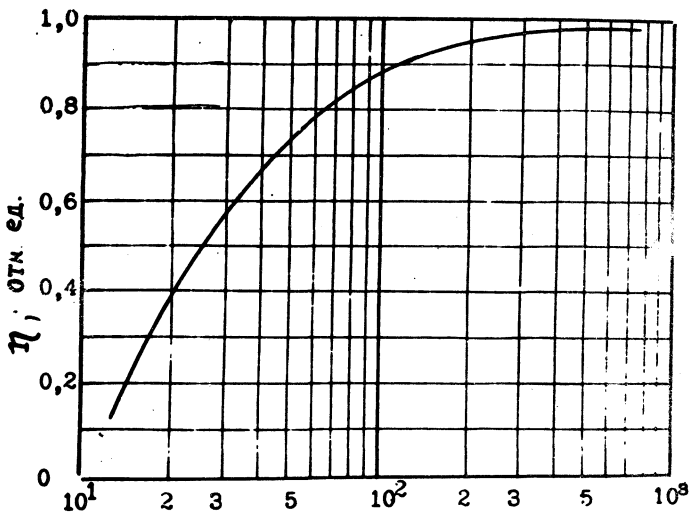
$$Y(E_0) = N_e \int_{E_{\text{пор}}}^{E_0} T(E_0, E, t) n \sigma(E_\gamma) dE_\gamma, \quad (1)$$

где N_e - число электронов с энергией E_0 , бомбардирующих мишень; n - плотность ядер мишени; $\sigma(E_\gamma)$ - сечение фоторождения нейтронов; $T(E_0, E, t)$ - интегральная длина пробега фотонов в мишени.

Значения функции $T(E_0, E, t)$ для ряда мишеней, полученные расчетами по методу Монте-Карло, приводятся в работах /1,2/ и других. Но так как расчет выхода нейтронов связан с непростыми вычислениями функции $T(E_0, E, t)$, то нам казалось целесообразным получить экспериментальные данные выхода фотонейтронов в зависимости от толщины и материала мишени, которые являются более удобными в практике расчета защиты и прогнозирования радиационной обстановки в залах с выведенными пучками.

Следует отметить, что в работах /3,4/ утверждается независимость выхода нейтронов из мишеней, бомбардируемых электронами с энергией выше 30+40 Мэв, от энергии электронов при одной и той

же мощности пучка. Подобное утверждение, на наш взгляд, кажется слишком категоричным, так как часть мощности пучка, которую несут фотоны с энергией выше порога фоторождения нейтронов, не является величиной постоянной. На рис. I показана зависимость доли энер-



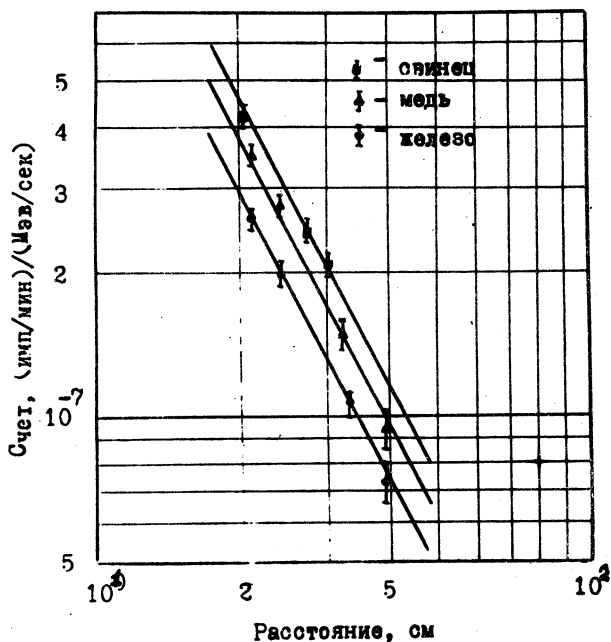
Граничная энергия торм. спектра ($E_{гр}$), Мэв.

Р и с. I. Зависимость доли энергии η тормозного спектра, приходящейся на энергетический интервал фотонов $10 \text{ Мэв} < E_{\gamma} < E_{гр}$

гии тормозного спектра, приходящаяся на энергетический интервал фотонов $10 < E < E_{гр}$, в зависимости от граничной энергии спектра $E_{гр}$, полученная из данных по тормозному спектру /5/. Из этой зависимости следует, что при энергии ускоренных электронов 30 Мэв выход нейтронов на единицу мощности пучка будет составлять приблизительно 60% от выхода при бомбардировке электронами с энергией более 500 Мэв.

Техника эксперимента при выполнении данной работы заключалась в следующем. На пути пучка тормозного излучения с максимальной энергией 600 Мэв устанавливался поглотитель из железа, меди или свинца в виде пакета, набранного из пластин размером 20x30 см. Выход фотонейтронов измерялся индиевыми фольгами, помещенны-

ми в центр парафиновых сфер диаметром 10 см, расположенных вдоль пакета на расстоянии 20 см от оси пучка. Столь близкое расположение детекторов от оси пучка было вынужденным из-за недостаточности высокой интенсивности пучка.

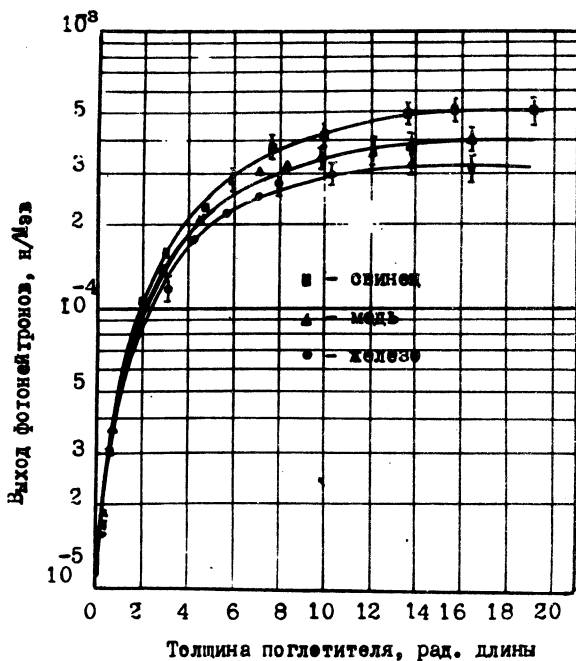


Р и с. 2. Зависимость величины счета детекторов от расстояния до эффективного центра источника, отнесенная к интенсивности пучка тормозного излучения

Детекторы калибровались по Pu-Be нейтронному источнику. Для исключения ошибки, обусловленной разной чувствительностью детекторов к спектру фотонейтронов и спектру Pu-Be источника, результаты калибровки были исправлены на величину, найденную экспериментальным путем.

Расположенные таким образом детекторы давали информацию о плотности нейтронного потока. Для получения полного выхода исходные данные пересчитывались в предположении, что поглощение фотонейтронов в поглотителе мало, источник — точечный, изотропный

и расположен в эффективном центре. Положение эффективного центра определялось путем взвешивания ливневой кривой для фотонов с энергией более 19 Мэв, также полученной экспериментально для данного поглотителя. Для проверки правомочности использования зависимости $1/R^2$, использованной при пересчете, показания каж-



Р и с. 3. Зависимость выхода фотонейтронов от толщины и материала поглотителя

Таблица I

Выход фотонейтронов из бесконечно толстого поглотителя на 1 Мэв поглощенной энергии тормозного спектра

ПОГЛОТИТЕЛЬ	Fe	Cu	Pb
Выход, н/Мэв	$3,1 \cdot 10^{-4} \pm 20\%$	$4,9 \cdot 10^{-4} \pm 20\%$	$4,1 \cdot 10^{-4} \pm 20\%$

дого из детекторов наносились на график с учетом удаленности каждого из них от эффективного центра. Полученные результаты показали хорошее согласие с указанной зависимостью (см. рис.2). Мощность пучка, бомбардирующего поглотитель, измерялась монитором, прокалиброванным по квантометру.

Результаты измерений приведены на рис. 3 и в табл. I.

Таблица 2

Поглотитель	Выход фотонейтр. 10^{-4} н/Мэв	Толщина поглотителя, рад. дл.	Источник информации	Выход, пересчитанный согласно рис. 2 к бесконечно толстой мишени, 10^{-4} н/Мэв ^{ж)}
Fe	$3,1 \pm 0,6$ $1,6^{жж)}$	толст.	данная раб. /7/	$3,1 \pm 0,6$
Cu	1,17	6	/6/	1,75
	$5 \pm 1,5$	толст.	/8/	$5 \pm 1,5$
	3,0	толст.	/8/	3,0
	$4,1 \pm 0,8$ 0,9	толст. толст. жжж)	данная раб. /9/	$4,1 \pm 0,8$
Pb	6,2	толст.	/10/	6,2
	4,8	20	/1/	4,8
	4,6	10	/1/	4,9
	2,65	6	/6/	4,6
	$4,9 \pm 0,9$	толст.	данная раб.	$4,9 \pm 0,9$

ж) Судя по виду кривых рис. 3, бесконечно толстой мишенью можно считать мишень толщиной более $18 + 20$ рад. длин. Поэтому в тех случаях, когда данные по выходу фотонейтронов соответствовали мишеням меньшей толщины, перерасчет в последней колонке производился по соотношению выходов согласно рис. 3.

жж) Выход измерен из конструкции ускорителя и, возможно, занижен из-за неполного поглощения тормозного излучения.

жжж) Выход измерен при энергиях электронов 28 Мэв. В этом случае выход будет занижен согласно рис. 1 и из-за больших ионизационных потерь.

В таблице 2 проведено сравнение результатов полного выхода нейтронов с результатами других авторов с приведением их (где это было возможным) к условиям данной работы. Как следует из таблицы 2, полученные нами результаты довольно хорошо согласуются с данными других авторов.

Данные табл. I и рис. 3 указывают на незначительное различие в выходах для таких материалов поглотителей, как свинец, медь и железо. Отношение их выходов равно $I : 0,837 : 0,634$ соответственно. Если принять, что фотонейтроны генерируются гамма-квантами с энергией, соответствующей максимуму "гигантского резонанса", то формула (I) упрощается и выход будет пропорционален интегральному пробегу фотонов в поглотителе. Измеренные в относительных единицах интегральные пробеги фотонов в используемых поглотителях, умноженные на сечения (γ, n) -реакций и значения радиационных длин, дают отношение $I : 0,8 : 0,66$, что указывает на надежность полученных результатов.

В заключение автор благодарит В. Н. Гольцева и Г. М. Ванину за проведение измерений и обработку результатов эксперимента.

Поступила в редакцию
2 ноября 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. R. G. Alsmiller, H. S. Moran. Nucl. Instr. Meth., 48, 109 (1967).
2. T. A. Lonergan, D. C. Shreve. NASATM - X - 2440 p. 832 (1971).
3. J. Haken et al. International Conference of Accelerator Dosimetry and Experience, Stanford, California, November 5-7, 1969.
4. G. C. Baldwin et al. Phys. Rev., 104, 1652 (1956).
5. A. S. Penfold, J. E. Leiss. Phys. Rev., 114, 1332 (1959).
6. W. Barber, W. George. Phys. Rev., 116, 1551 (1959).

7. T. M. Jenkins, R. C. McCall, G. J. Warren. Proceedings of the USAES first Symposium on Accelerator Radiation Dosimetry and Experience, New-York, November, 1965, p. 442.
8. G. Bathow, E. Freytag, K. Tesch. Nucl. Instr. and Meth., 23, 261 (1965).
9. В. А. Шкода-Ульянов и др. Ат. энергия, 18, 28 (1965).
10. В. И. Гольданский, В. А. Шкода-Ульянов. ЖЭТФ, 28, 623 (1955).