

Рис. 1. Кривые выхода нейтронов – экспериментальная и полученная с учетом изменения формы спектра

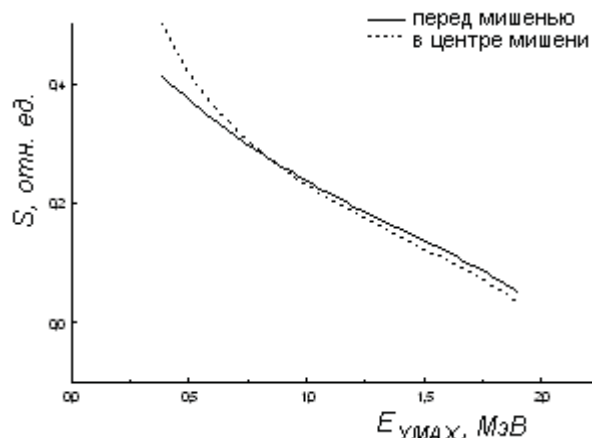


Рис. 2. Расчетные кривые спектра γ -квантов перед мишенью (спектр Шиффа) и внутри образца (середина мишени)

Список литературы

1. Schiff L. Energy-Angle distribution of thin target bremsstrahlung // Phys. Rev. 1951. Vol. 83. P. 252.
2. Горячев А. М., Залесный Г. Н., Нечкин А. А., Сидоров В. И. Экспериментальная оценка формы тор-

мозного спектра γ -квантов в области максимальной энергии // Proc. of 6-th Intern. Workshop : BDO-99. Saratov, 2000. С. 32.

3. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Путаевский Л. П. Квантовая электродинамика. М. : Наука, 1989. С. 720.

УДК 539.14

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ФОТОНЕЙТРОНОВ ИЗ ^{209}Bi ПРИ $E_{\gamma\text{max}} = 12$ МэВ

С. Н. Беляев, М. А. Клочков, А. А. Нечкин, В. И. Сидоров

Саратовский государственный университет
E-mail: klochkov@sgu.ru

На пучке тормозного излучения бетатрона измерен энергетический спектр фотонейтронов из ^{209}Bi . Измерения выполнены с помощью сцинтилляционного спектрометра на основе кристалла стильбена с дискриминацией γ -излучения по форме импульса. Полученные данные сравниваются с известными из литературы и анализируются на основе модели испарения.

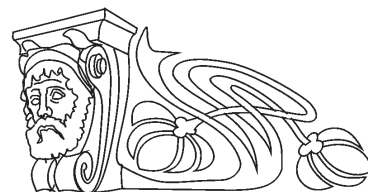
Ключевые слова: фотонейтрон, спектр, эмиссия, бетатрон, спектрометр.

Power Range of Photoneutrons from ^{209}Bi at $E_{\gamma\text{max}} = 12$ MeV

S. N. Belyaev, M. A. Klochkov, A. A. Nechkin, V. I. Sidorov

On a bunch of brake radiation of the betatron the power range of photoneutrons from ^{209}Bi is measured. Measurements are executed by means of a scintillation spectrometer on the basis of a stilbene crystal with discrimination γ -radiations in an impulse form. The obtained data are compared with known of literature and analyzed on the basis of evaporation model.

Key words: photoneutron, range, issue, betatron, spectrometer.



Введение

Известно, что анализ энергетических распределений продуктов распада атомных ядер среднего и тяжелого веса, в частности фотонейтронов, позволяет достаточно надежно выделить компоненты, обусловленные различными механизмами распада их возбужденных состояний. В большинстве случаев энергетические спектры фотонуклонов удается описать в рамках статистических моделей. Формирование их низкоэнергетической компоненты связывают с распадом ядра из равновесного состояния и описывают в рамках модели испарения, а жесткую часть – с распадом на стадии релаксации и интерпретируют в приближениях модели предравновесного распада [1, 2]. Однако в ряде работ, посвященных экспериментальному исследованию спектров фотонейтронов, наблюдались структуры, которые не удается описать в рамках вышеназванных представлений [3–5]. Такие экспериментальные данные немногочис-



ленны, разрознены и не позволяют установить природу наблюдаемых структур и описать их свойства. Решение таких задач требует дополнительных исследований. В качестве составной части таких исследований следует считать представляемую работу, посвященную изучению энергетического спектра фотонейтронов из ядра ^{209}Bi , испущенных под углом $\Theta = 90^\circ$ относительно направления пучка тормозных γ -квантов.

Методика измерений

Эксперимент проводился на пучке тормозного излучения бетатрона Саратовского государственного университета при максимальной энергии $E_{\gamma\text{max}} = 12$ МэВ. Энергетический спектр нейтронов измерялся с помощью сцинтилляционного спектрометра быстрых нейтронов на основе монокристалла стильбена (диаметр = 30 мм, высота = 20 мм) и фотоумножителя ФЭУ-93 с дискриминацией γ -излучения методом сравнения полного заряда на выходе фотоумножителя с его частью, обусловленной быстрой компонентой сцинтилляции. Для измерения спектра протонов отдачи использовался многоканальный амплитудный анализатор АИ-1024-4. Порог регистрации соответствовал энергии нейтронов $\epsilon = 0,9$ МэВ.

Градуировка энергетической шкалы спектрометрического канала и ее контроль во время измерения проводились с помощью источников γ -излучения ^{137}Cs , ^{22}Na и Pu-Be источника нейтронов. Для восстановления энергетического спектра нейтронов из спектра протонов отдачи применялась процедура дифференцирования со сглаживанием в приближении прямоугольной формы функции отклика.

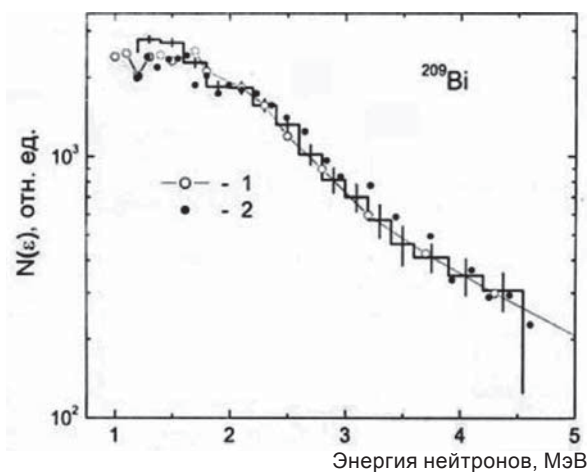


Рис. 1. Сравнение энергетических спектров фотонейтронов из ^{209}Bi . Гистограмма – данная работа; 1 – [4]; 2 – [5]. Экспериментальные данные совмещены в интервале $\epsilon = 2,2\text{--}2,4$ МэВ

При измерении энергетического спектра фотонейтронов из висмута образец, имеющий форму диска диаметром 40 мм и толщиной $3,91$ г/см², помещался в пучок коллимированных γ -квантов таким образом, чтобы оси пучка и образца совпадали. Чтобы уменьшить поток γ -квантов с энергией ниже порога (γ, n)-реакции, перед коллиматором помещался фильтр из графита толщиной 25 см. Детектор располагался на расстоянии 15 см от образца под углом $\Theta = 90^\circ$. Регистрация фотонейтронов обеспечивалась только в момент прохождения пучка тормозного излучения, длительность которого составляла 5 мкс. Для уменьшения фона γ -квантов детектор окружался свинцовым экраном толщиной 10 см. С фронтальной стороны толщина экрана составляла 5 см. При измерении фона на место образца помещался цилиндр из алюминия диаметром 40 мм и высотой 60 мм. При обработке экспериментальных данных вводилась поправка, учитывающая деформацию формы исходного спектра фотонейтронов в результате взаимодействия нейтронов со свинцовым экраном, расположенным перед нейтронным детектором. Поправочная функция определялась из вспомогательных измерений нейтронного спектра с испарительной формой. Также учитывалось изменение формы тормозного спектра γ -квантов в графитовом фильтре.

Результаты измерений и их обсуждение

Энергетический спектр фотонейтронов из ^{209}Bi , полученный в результате измерений, представлен на рис. 1, 2 в виде гистограммы, указанные погрешности – статистические.

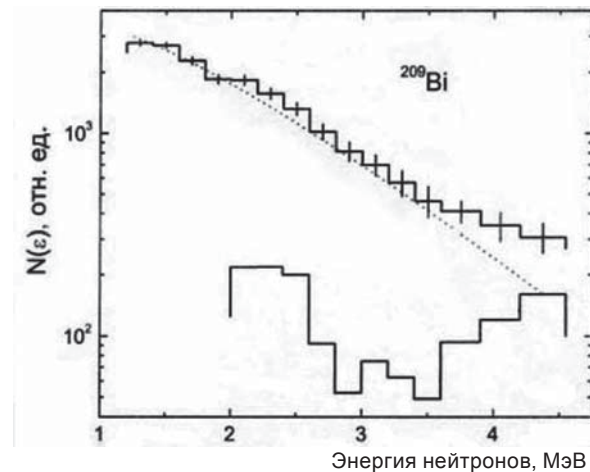


Рис. 2. Анализ энергетического спектра фотонейтронов из ^{209}Bi . Штриховая линия «испарительная» компонента спектра. Нижняя гистограмма – неравновесная компонента



На рис. 1 полученный спектр фотонейтронов из ^{209}Bi сравнивается с известными из измерений, выполненных методом времени пролета. Открытыми кружочками, соединенными ломаной линией, изображен энергетический спектр нейтронов, полученный в работе [4]. В этой работе нейтроны регистрировались камерой, деления, установленной под углом $\Theta = 90^\circ$ относительно пучка электронов с энергией $E_e = 16$ МэВ. Точками представлен спектр нейтронов, полученный на пучке тормозного излучения с максимальной энергией $E_{\gamma\text{max}} = 14.3$ МэВ [5]. В этой работе энергия нейтронов, испущенных под углом $\Theta = 120^\circ$, определялась с помощью пластического сцинтиллятора.

Из рис. 1 видно, что сравниваемые данные хорошо согласуются. При этом энергетические распределения фотонейтронов имеют «испарительную» форму. Наблюдаемое поведение формы спектра свидетельствует о доминирующей роли механизма равновесного распада. В то же время в области ~ 2 МэВ наблюдается отчетливый излом, указывающий на присутствие в спектрах нейтронов, обусловленных механизмами эмиссии, отличными от испарения. Такие энергетические спектры хорошо поддаются анализу на основе традиционных соотношений статистической теории ядерных реакций [6].

Согласно [6] энергетические спектры нейтронов, обусловленные равновесным механизмом распада, описываются соотношением:

$$N(\varepsilon) = \text{const } \varepsilon \sigma_c(\varepsilon) p(U), \quad (1)$$

где $N(\varepsilon)$ – интенсивность вылета нейтрона с энергией ε ; σ_c – сечение обратной реакции; $p(U)$ – плотность уровней остаточного ядра с энергией возбуждения $U = U_0 - B_n - \varepsilon$; U_0 – энергия возбуждения составного ядра; B_n – порог реакции. Плотность уровней представляется в приближении модели ферми-газа $p(U) = 1/U^n \exp(2\sqrt{aU})$ или, когда энергетически возможен вылет только одного нуклона, в приближении постоянной температуры $p(U) \sim \exp(-\varepsilon/T)$.

В данной работе предполагалось, что спектр равновесных фотонейтронов можно описать выражением

$$N(\varepsilon) = \text{const } \varepsilon \exp(-\varepsilon/T_{\text{eff}}). \quad (2)$$

Здесь T_{eff} – некоторая эффективная температура остаточного ядра, зависящая как от термодинамических свойств ядра, так и от распределения

энергии возбуждения, определяемого сечением реакции $\sigma_{\gamma n}(E_\gamma)$ и спектром тормозного излучения. В случае висмута сечение $\sigma_c(\varepsilon)$ в рассматриваемой области является плавной функцией энергии и можно положить $\sigma_c(\varepsilon) = \text{const}$.

Анализ спектров испущенных частиц на основе соотношения (2) заключается в определении ядерной температуры. Затем по ядерной температуре вычисляется параметр плотности уровней остаточного ядра.

Ядерная температура T_{eff} находилась по наклону прямой $\ln[N(\varepsilon)/\varepsilon] = \text{const} - \varepsilon/T_{\text{eff}}$, которая проводилась через экспериментальные данные в интервале энергий 1.3–1.9 МэВ методом наименьших квадратов. Энергетический спектр равновесных фотонейтронов изображен на рис. 2 штриховой линией. Параметр плотности уровней остаточного ядра a вычислялся по ядерной температуре T_{eff} [7]:

$$a = \left(\frac{1}{T_{\text{eff}}} + \frac{n}{U_{\text{eff}}} \right)^2 U_{\text{eff}},$$

где n – показатель степени предэкспоненциального множителя для плотности уровней в модели ферми-газа; U_{eff} – эффективная энергия возбуждения остаточного ядра ^{208}Bi после испускания нейтрона, определяемая следующим образом:

$$U_{\text{eff}} = \overline{E_\gamma} - (B_n + 2T_{\text{eff}}).$$

Средняя энергия E_γ определялась в приближениях, описанных в работе [8], на основе известного сечения фотовозбуждения $\sigma(E_\gamma)$ [9] с учетом формы спектра тормозного излучения $S(E_{\gamma\text{max}}, E_\gamma)$ [10].

Основные результаты анализа энергетического спектра фотонейтронов из ^{209}Bi приведены в таблице. В этой же таблице полученные данные сравниваются с известными из анализа спектров фотонейтронов, измеренных на пучках тормозного излучения при $E_{\gamma\text{max}} = 15.8$ МэВ [11] и $E_{\gamma\text{max}} = 20$ МэВ [8], из измерений фотонейтронных сечений с применением квазимонохроматических γ -квантов [9] и из систематики [12]. Заметим, что в работе [11] значение T_{eff} определялось из анализа спектра, полученного в работе [5].

Из таблицы видно, что сравниваемые значения ядерных температур и параметров плотности уровней остаточного ядра ^{208}Bi находятся в удовлетворительном согласии. Традиционно



отклонения экспериментальных данных от описываемых соотношением (2) связывают с вкладом нейтронов, обусловленных механизмами эмиссии, отличными от испарительного. Поэтому представляется целесообразным получить энергетический спектр неравновесных нейтронов и оценить их вклад в общее число испущенных частиц.

Сравнение значений ядерной температуры T_{eff} и параметра плотности уровней a остаточного ядра ^{208}Bi , полученных в данной работе, с известными из литературы

T_{eff} , МэВ	a , МэВ ⁻¹			Источник
	$n = 5/4$	$n = 3/2$	$n=2$	
0.75±0.07	6.7	8.0	10.8	Данная работа [11]
0.76	–	–	–	
0.92±0.04	8.2	–	10.4	
	–	–	10.2±1.1	
0.83	–	9.92	–	[12]

Энергетический спектр таких фотонейтронов, полученный вычитанием из экспериментальных данных спектра, вычисленного с помощью соотношения (2), представлен в виде гистограммы в нижней части рис. 2. Видно, что в спектре неравновесных нейтронов, доля которых составляет ~ 7% от общего числа испущенных частиц с энергией $\epsilon > 1.2$ МэВ, наблюдаются две группы частиц, локализованных в области энергий 2–2.8 МэВ и > 3.5 МэВ. Такое поведение энергетического распределения невозможно объяснить в рамках существующих моделей, основанных на простых статистических представлениях и может быть связано с проявлением прямых или почти прямых процессов.

Список литературы

1. Живописцев Ф. А., Кэбин Э. И., Сухаревский В. Г. Модели предравновесных ядерных реакций. М. : Изд-во МГУ, 1987. 253 с.
2. Лепесткин А. И., Селиверстов В. А., Сидоров В. И. Энергетические распределения фотонейтронов из тяжелых ядер при $E_{\gamma\text{max}} = 28,5$ МэВ // Ядерная физика. 1985. Т. 42. С. 801.
3. McNeil K G., Hewitt J. S., Jury J. W. Fine structure in the fotonutron spectra from . praeodyinmmr-141 and lead // Can. J. Phys. 1970. Vol. 48. P. 950.
4. Глазунов Ю. А., Савин М. В., Сафина И. Н., Хохлов Ю. А. Спектры фотонейтронов из платины, висмута, свинца и урана // ЖЭТФ. 1964. Т. 46. С. 1906.
5. Bertozzi W., Paolini F.R., Sargent C. P. Time-of-flight measurement of fotonutron energy spectra // Phys. Rev. 1958. Vol. 110. P. 790.
6. Блатт Дж., Вайскопф В. Теория ядерных реакций / пер. с англ. М. : Изд-во иностр. лит., 1954. 658 с.
7. Малышев А. В. Плотность уровней и структура атомных ядер. М. : Атомиздат, 1969. 144 с.
8. Лепесткин А. И., Сидоров В. И. Неравновесные фотонейтроны и статистические характеристики тяжелых ядер в фотоядерном эксперименте // Изв. АН СССР. Сер. физическая. 1984. Т. 48. С. 355.
9. Harvey R. R., Caldwell J. T., Bramblet R. L., Fultz S. C. Photoneutron cross sections of 206-208Pb, 209Bi // Phys. Rev. 1964. Vol. 136B. P. 126.
10. Богданкевич О. В., Николаев Ф. А. Работа с пучком тормозного излучения. М. : Атомиздат, 1964. 247 с.
11. Ратнер Б. С. О некоторых особенностях энергетических спектров фотонейтронов из средних и тяжелых ядер // ЭЧАЯ. 1981. Т. 12. С. 1492.
12. Gilbert A., Cameron A. G. W. A composite nuclear-level density formula with shell corrections // Can. J. Phys. 1965. Vol. 430. P. 1446.