



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

2058/2-80

РЗ - 13000

А.Б.Попов, В.Т.Руденко, Г.С.Самосват

**ДАЛЬНЕЙШИЕ ПОИСКИ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ НЕЙТРОНОВ,
ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ДЕЛЕНИИ
ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР**

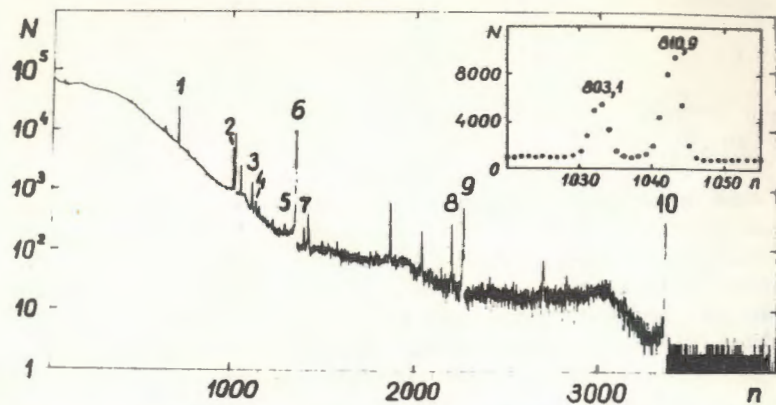
Направлено в ЯФ

1980

1. При попытках обнаружить рождение гипотетических сверхплотных ядер в работах ^{1-5/} проводились поиски аномального энерговыделения при делении тяжелых ядер. С помощью сцинтилляционных детекторов были установлены верхние пределы выхода на один акт деления: позитронов $\sim 6 \cdot 10^{-6}$ ^{1/}, электронов с энергией более 20 МэВ $\sim 2 \cdot 10^{-8}$ ^{3/}, нейтронов в диапазоне 40-200 МэВ $\sim 2 \cdot 10^{-8}$ ^{4/}, γ -квантов с энергией выше 30 МэВ $\sim 3 \cdot 10^{-8}$ ^{2/} и нейтронов и γ -квантов с суммарной энергией больше 65 МэВ $\sim 2 \cdot 10^{-8}$ ^{5/}.

В настоящей работе для дальнейшего исследования высокоэнергетической части спектра нейтронов деления был применен метод радиоактивных индикаторов с использованием пороговых реакций (n, xn). В качестве облучаемого образца был выбран моноизотопный элемент - ²⁰⁹Bi. Он выгоден еще и тем, что образующиеся в нем с наибольшими сечениями по реакциям (n, γ) и ($n, 2n$) ядра ²¹⁰Bi и ²⁰⁸Bi дают только по одной γ -линии умеренной интенсивности: первое ядро - по причине малого выхода γ -квантов на распад, второе - из-за большого времени жизни. Наиболее же интересные для нас ядра ²⁰⁶Bi и ²⁰⁵Bi имеют по нескольку интенсивных γ -линий и удобные для измерения периоды полураспада. Характеристики нужных нам реакций приведены в табл.1; в остальных реакциях, идущих на ²⁰⁹Bi с вылетом также и заряженных частиц, образуются стабильные или короткоживущие продукты, которые после соответствующей выдержки распадаются.

2. Цилиндрический образец висмута диаметром 12 мм и весом 46,8 г помещался в экспериментальный канал активной зоны реактора ОИЯИ ИБР-30, где средняя плотность потока нейтронов спектра деления составляла $4 \cdot 10^{12}$ см⁻²·с⁻¹. После 4-суточного облучения и выдержки в течение 21 суток был измерен спектр γ -лучей от образца /см. рисунок/ с помощью Ge(Li)-детектора объемом 38 см³. Для подавления фона от β -активности образца он помещался в контейнер из оргстекла с толщиной стенок 9 мм, а для ослабления мягкого γ -излучения использовались фильтры из свинца /3 мм/, алюминия, меди и кадмия /по 1 мм/. Расстояние образец - детектор составляло около 7 см, время измерения спектра - 16,3 часа. О качестве спектра можно судить по вставке на рисунке, где изображены линия 803,1 кэВ, отвечающая ²¹⁰Po и ²⁰⁶Bi, и линия 810,9 кэВ от примесной активности ⁵⁸Co.



Спектр γ -лучей от облученного образца ^{209}Bi ; на вставке - дублет линий с указанными энергиями в кэВ. На осях: n - номер канала анализатора, N - число импульсов в канале.

Линии, отмеченные на рисунке номерами, принадлежат продуктам реакций (n, γ) , $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, $(n, 4n)$ на ядрах ^{209}Bi , а остальные линии - примесным активностям ^{54}Mn , ^{58}Co , ^{60}Co , ^{65}Zn , аннигиляционной радиации и фону от радиоактивных загрязнений. Линий ^{205}Bi в спектре не обнаружено, и, следовательно, реакция $^{209}\text{Bi}(n, 5n)^{205}\text{Bi}$ не наблюдается. Список γ -линий и вся необходимая информация о них содержится в табл. 2, где использованы данные из компиляций /6-8/.

Таблица 1

Реакция	Порог, МэВ	$T_{1/2}$ продукта
$^{209}\text{Bi}(n, \gamma)^{210}\text{Bi}$	0	5,013 дня
$^{210}\text{Bi} \xrightarrow{\beta} ^{210}\text{Po}$	-	138,4 дня
$^{209}\text{Bi}(n, 2n)^{208}\text{Bi}$	7,5	$3,68 \cdot 10^5$ лет
$^{209}\text{Bi}(n, 3n)^{207}\text{Bi}$	14,5	30,2 года
$^{209}\text{Bi}(n, 4n)^{206}\text{Bi}$	22,5	6,243 дня
$^{209}\text{Bi}(n, 5n)^{205}\text{Bi}$	30,0	15,31 дня

Таблица 2

Ядро-излучатель	Номер линии	Энергия, кэВ	$\alpha, \%$	A	$\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3, \text{сек}$	$\frac{A}{\alpha \beta \epsilon \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3}, \text{сек}^{-1}$	$\left\langle \frac{A}{\alpha \beta \epsilon \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3} \right\rangle, \text{сек}^{-1}$
^{210}Po	2	803,1	$1,22 \cdot 10^{-3}$	9320 ± 390	I017	$(325 \pm 14) \cdot 10^5$	$(325 \pm 14) \cdot 10^5$
^{208}Bi	10	2614,3	100,0	1180 ± 100	$1,19 \cdot 10^{-3}$	$(112 \pm 10) \cdot 10^6$	$(112 \pm 10) \cdot 10^6$
^{207}Bi	1	569,7	97,6	57380 ± 430	14,5	$(1665 \pm 12) \cdot 10^2$	$(1694 \pm 39) \cdot 10^2$
	6	1061,6	74,9	37420 ± 210		$(1706 \pm 9) \cdot 10^2$	
	9	1770,2	6,85	2300 ± 54		$(1771 \pm 42) \cdot 10^2$	
^{206}Bi	2	803,1	96,9	4880 ± 360	I935	-	I1018
	3	881,0	66,2	3170 ± 120		I1014	
	4	895,1	15,7	662 ± 83		I3012	
	5	1018,6	7,6	365 ± 60		I26120	
	7	1098,3	13,5	572 ± 55		I1211	
	8	1718,7	31,8	887 ± 38		I0715	
^{205}Bi	-	703,5	31,1	< 146	3632	$< 5,4$	$< 3,9$
	-	987,7	16,1	< 49		$< 3,9$	
	-	1043,8	7,5	< 43		$< 7,8$	
	-	1861,7	6,2	< 15		$< 5,3$	

3. Площадь γ -пика в спектре может быть представлена в виде

$$A = \Phi N \sigma \alpha \beta \epsilon \frac{\omega}{4\pi} \kappa_1 \kappa_2 \kappa_3 \quad /1/$$

Здесь Φ - плотность потока нейтронов, N - число ядер облученного образца, σ - сечение реакции, α - выход квантов на один распад, β - вероятность вылета первичных γ -квантов из материала образца и прохождения их через фильтры, ϵ - эффективность детектора, ω - телесный угол детектора относительно образца /в стерадианах/, κ_1 , κ_2 и κ_3 -факторы, учитывающие времена облучения- t_1 , выдержки- t_2 , измерения- t_3 и период полураспада излучающего ядра- $T_{1/2}$:

$$\kappa_1 = 1 - \exp(-\lambda t_1) ,$$

$$\kappa_2 = \exp(-\lambda t_2) ,$$

$$\kappa_3 = \frac{1}{\lambda} [1 - \exp(-\lambda t_3)] ,$$

где $\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$.

Как уже говорилось, пик 803,1 кэВ наблюдается при β -распаде ^{206}Bi и α -распаде ^{210}Po , материнским ядром которого служит ^{210}Bi , образующийся в реакции (n, γ) . Поэтому часть площади этого пика, за которую ответственен ^{210}Po , находилась путем вычитания из полной площади части ее, принадлежащей ^{206}Bi . Последняя же рассчитывалась на основе данных о других линиях ^{206}Bi в соответствии с известными выходами α . Решая дифференциальное уравнение баланса радиоактивных ядер, нетрудно убедиться, что произведение $\kappa_1 \kappa_2 \kappa_3$ для дочернего ядра, имеющего константу распада λ_2 , должно находиться как

$$\kappa_1 \kappa_2 \kappa_3 = \frac{\lambda_1 (\kappa_1 \kappa_2 \kappa_3)_{\lambda=\lambda_2} - \lambda_2 (\kappa_1 \kappa_2 \kappa_3)_{\lambda=\lambda_1}}{\lambda_1 - \lambda_2} ,$$

где λ_1 относится к материнскому ядру, т.е. ^{210}Bi .

Хотя экспериментальные площади пиков получились близкими к рассчитываемым по формуле /1/, более надежным оказывается, естественно, воспользоваться отношениями площадей пиков и сечений реакций, поскольку при этом не требуется знания потока нейтронов, телесного угла и абсолютной эффективности детектора. Так, неизвестное сечение реакции выражается через известное сечение другой реакции и площади γ -пиков продуктов этих реакций как

$$\sigma = \sigma_0 \frac{A_0 \alpha_0 \beta_0 \epsilon_0 \kappa_1^0 \kappa_2^0 \kappa_3^0}{A_0 \alpha \beta \epsilon \kappa_1 \kappa_2 \kappa_3} , \quad /2/$$

где индекс 0 отмечает величины, относящиеся к реакции с известным сечением, а величины без этого индекса относятся к реакции с неизвестным сечением. Поэтому в табл. 2 наряду с экспериментальными площадями пиков даны приведенные площади, которые должны быть пропорциональны сечениям соответствующих реакций. Для нахождения сечений использовались числа последней графы таблицы, усредненные по разным γ -линиям ^{207}Bi и ^{206}Bi , и наименьшая из оценок для ^{205}Bi .

4. Данные о сечениях реакций $^{209}\text{Bi}(n, xn)$ весьма ограничены. Для $n = 2$ и 3 они были измерены в работе /9/ в интервале 8-24 МэВ, а для нейтронов спектра деления были известны лишь средние сечения:

$$\sigma_{n,2n} = 10,4 \text{ мб}^{/10/}, 6,1 \text{ мб}^{/11/}; \sigma_{n,3n} = 14 \text{ мб}^{/11/}, \quad /3/$$

причем две последние величины - теоретические оценки. Поэтому, используя регулярную зависимость сечения (n, xn) -реакции от значения массы ядра-мишени и энергии нейтронов E и опираясь на экспериментальные результаты для ^{209}Bi /9/ и соседних ядер /12/, мы провели в зависимости от E ожидаемые кривые сечений для реакций с $x = 2-5$ на ^{209}Bi . Умножая затем эти сечения на нормированный максвелловский спектр нейтронов $2(E/\pi\theta^3)^{1/2} \exp(-E/\theta) dE$ с температурой $\theta = 1,4$ МэВ /2/ и интегрируя по E , мы нашли следующие значения средних сечений:

$$\sigma_{n,2n} = 9,3 \text{ мб}; \sigma_{n,3n} = 18 \text{ мбб}; \sigma_{n,4n} = 18 \text{ нб}; \quad /4/$$

$$\sigma_{n,5n} = 0,015 \text{ нб}.$$

Для реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ это неплохо совпадает с приведенными выше данными /3/; значит, для оценочных расчетов такой подход можно считать оправданным.

По данным работ /13/ и /14/, среднее сечение (n, γ) -реакции составляет $3,4$ б и $/2,5 \pm 0,9/$ б соответственно. Принимая для него величину $/3,0 \pm 0,6/$ б и подставляя ее в формулу /2/ вместе с числами из последнего столбца табл. 2, мы получили такие величины:

$$\sigma_{n,2n} = /10 \pm 2/ \text{ мб}; \sigma_{n,3n} = /16 \pm 3/ \text{ мбб}; \quad /5/$$

$$\sigma_{n,4n} = /10 \pm 2/ \text{ нб}; \sigma_{n,5n} < 0,4 \text{ нб}.$$

Для реакций $(n, 2n)$, $(n, 3n)$ это также совпадает с /3/ и для

(п, 3п), (п, 4п) и (п, 5п) является первым экспериментальным результатом*.

5. На основании полученных результатов /5/ с привлечением вероятных кривых сечений реакций $^{209}\text{Bi}(п, хп)$ можно высказать два утверждения о высокоэнергетическом "конце" спектра деления.

Во-первых, близость трех первых сечений /5/ и /4/ дает основание утверждать, что при делении ядер реакторного топлива $\sim 75\%$ ^{239}Pu и $\sim 25\%$ ^{235}U / рождаются нейтроны с энергиями вплоть до ~ 30 МэВ, а спектр их приблизительно описывается распределением Максвелла с температурой 1,4 МэВ. Это означает, например, что в интервале шириной 1 МэВ при $E=20,25$ и 30 МэВ излучается соответственно около $2 \cdot 10^{-6}$; $6 \cdot 10^{-8}$ и $2 \cdot 10^{-9}$ нейтронов на 1 акт деления.

Заметим, что в подавляющем большинстве исследований спектра нейтронов деления граничная энергия не превышала 10-15 МэВ и, насколько нам известно, составляла, максимум, 20 МэВ^{/16/}.

Во-вторых, если широкий пик сечения реакции $^{209}\text{Bi}(п, 5п)$ ^{205}Bi аппроксимировать значением 1 б при $E = 40-60$ МэВ, то верхний предел среднего сечения этой реакции /5/ приводит к оценке выхода нейтронов на акт деления

$$\delta_n < 4 \cdot 10^{-10} \quad /6/$$

в этом интервале энергий, полученной на уровне одного стандартного отклонения. Таким образом, прежняя оценка^{/4/} превзойдена в 50 раз; правда, последняя относится к более широкому интервалу энергий: 40-200 МэВ.

Верхний предел выхода нейтронов /6/ вместе с пределом выхода $< 3 \cdot 10^{-8}$ ^{/2/} для γ -квантов с энергиями более 30 МэВ позволяют высказать суждение об обнаруженных недавно в спонтанном делении ^{252}Cf ^{/5/} случаях энерговыделения в виде нейтронов и γ -лучей вплоть до энергии 63 МэВ с выходом значительно больше $2 \cdot 10^{-8}$ на акт деления. Если только такое энерговыделение присуще и другим делящимся ядрам, в частности ^{239}Pu и ^{235}U , то оно осуществляется не одиночными нейтронами или γ -квантами, а несколькими одновременно вылетающими нейтронами и/или γ -квантами. Тем самым естественное предположение авторов работы /5/ об этом получает экспериментальное подтверждение.

*Реакция $^{209}\text{Bi}(п, 3п)$ ^{207}Bi наблюдалась 20 лет назад в тепловом реакторе со средним сечением $\sim 0,2$ мкб^{/15/}, но величина полученного сечения не представляет большого интереса из-за "нестандартности" использованного нейтронного спектра.

Авторы считают своим приятным долгом искренне поблагодарить В.Д.Денисова за помощь при облучении образца и Ц.Вылова и С.Бацева за помощь при измерениях γ -спектров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алешин В.И. и др. ЯФ, 1977, 26, с.916.
2. Николенко В.Г. и др. Письма в ЖЭТФ, 1978, 27, с.65; Изв. АН СССР, сер.физ., 1978, 42, с.1902.
3. Боровой А.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1978, 27, с.525.
4. Попов А.Б., Самосват Г.С. ЯФ, 1979, 30, с.313.
5. Алешин В.И. и др. ЯФ, 1979, 30, с.318.
6. Schmorak M.R. Nucl.Data Sheets, 1977, 22, p.487.
7. Schmorak M.R. Nucl.Data Sheets, 1978, 23, p.287.
8. Webb M.P. Nucl.Data Sheets, 1979, 26, p.145.
9. Vesser L.R., Arthur E.D., Young P.G. Phys.Rev., 1977, C16, p.1792.
10. Poy J.C. et al. Report CRC-1003, 1960.
11. Pearlstein S. Nucl.Sci.Eng., 1965, 23, p.238.
12. Bayhurst B.P. et al. Phys.Rev., 1975, C12, p.451.
13. Hughes D.J. et al. Phys.Rev., 1953, 91, p.1423.
14. Бондаренко И.И., Ковалев В.П. Pile Neutron Research in Physics. IAEA, Vienna, 1962, p.159.
15. Eastwood T.A., Roy J.C. Can.J.Phys., 1959, 37, p.815.
16. Sherwood G.G., King J.S. Trans.Am.Nucl.Soc., 1967, 10, p.555.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 декабря 1979 года.