

25.12.63

11
A-69



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

Д. Дорчоман, Б. Кардон, Д. Киш, Г.С. Самосват

P- 1456

ПОИСКИ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ
РЕЗОНАНСНОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ
С ПОТЕНЦИАЛЬНЫМ В РЕЗОНАНСЕ
ЗОЛОТА $4,9$ эв

ЖЕЭТФ, 1964, т.46, в.5, с 1578-1585.

Дубна 1963

Д. Дорчоман, Б. Кардон, Д. Киш, Г.С. Самосват

P- 1456

2185/3 48

ПОИСКИ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ
РЕЗОНАНСНОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ
С ПОТЕНЦИАЛЬНЫМ В РЕЗОНАНСЕ
ЗОЛОТА 4,9 эв

Направлено в ЖЭТФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1963

В в е д е н и е

При захвате медленных нейтронов ядрами наряду с образованием составного ядра возможно проявление прямого механизма^{/1/}. Теоретическое обоснование с помощью R - матричного формализма и соображения о вероятности прямого процесса при низких энергиях были даны в работе Лейна и Линна^{/2/}. В последнее время интерес к "прямому захвату" заметно усилился, поскольку с его привлечением можно объяснить некоторые аномалии, наблюдаемые в реакциях (n, γ). В ряде работ^{/3-6/} анализ экспериментального материала и обсуждение результатов проводились с учетом возможного вклада прямого захвата. Однако до сих пор нет определенных данных о величине этого вклада.

Из теоретического рассмотрения^{/2/} следует, что доля прямого захвата, в общем малая, должна возрастать в тех случаях, когда конечные состояния ядер для радиационных переходов, сопровождающих захват, являются достаточно чистыми днoчастичными. Такие случаи реализуются у ядер с массовыми числами в районе 70 и ниже 208, у которых вблизи основных состояний располагаются одночастичные p -уровни, соответствующие нахождению нейтрона на оболочках 2p и 3p. Следовательно, влияние прямого захвата будет сказываться в первую очередь у этих ядер, причем в той части спектра γ -лучей, которая соответствует переходам на p-уровни.

Таким образом, исследуя поведение спектров γ -лучей в зависимости от энергии нейтронов и сравнивая его с тем, что предсказывает теория прямого захвата, можно получить доводы за или против его существования. Так, например, в пользу прямого захвата с испусканием жестких γ -лучей говорила бы корреляция интенсивностей этих линий с нейтронными ширинами резонансов^{/2,7/}.

Одним из проявлений прямого механизма при захвате нейтронов должна являться также интерференция в парциальном сечении захвата, отвечающем одной или нескольким γ -линиям, излучаемым в прямом процессе.

Матричный элемент, описывающий радиационный захват нейтрона, состоит из резонансной части, содержащей вклады обоих механизмов, и нерезонансной, или "потенциальной", которая обусловлена только прямым механизмом^{x)}. Поэтому в сечении будет наблюдаться интерференция резонансного захвата с потенциальным, возникающая

x) Последнее справедливо лишь для изолированного резонанса, ибо, вообще говоря, в нерезонансной части содержатся также крылья далеких резонансов.

от возведения в квадрат суммы соответствующих амплитуд. При этом интерференционный эффект тем значительнее, чем больше сечение потенциального захвата. Соответствующие расчеты были выполнены Ловашем^{/8/}. Он дает следующее выражение для парциального сечения радиационного захвата:

$$\sigma_i(x) = \sigma_i^0 \left(\kappa_i + \frac{1 + 2\sqrt{\kappa_i} x}{1 + x^2} \right), \quad (1)$$

где σ_i^0 - сечение резонансного захвата при энергии резонанса (в нем содержится зависимость $1/v$); $\kappa = \frac{\sigma_a}{\sigma_f}$ - отношение сечения потенциального захвата к сечению резонансного при энергии резонанса; $x = (E - E_p)/\frac{\Gamma}{2}$ - отклонение энергии нейтрона от резонансного значения, деленное на половину полной ширины резонанса.

В этой формуле последний член является интерференционным; он имеет общий знаменатель со вторым членом, резонансным, и нарушает симметрию резонанса. Первый член представляет собой сечение потенциального захвата.

Поиски интерференционной асимметрии в экспериментальной кривой сечения могут пролить свет на существование и вероятность потенциального захвата.

В качестве объекта исследования было выбрано ядро ^{197}Au , у которого, с одной стороны, имеется хорошо изолированный сильный резонанс при энергии 4,91 эв, с другой стороны, в спектре захватной радиации аномально сильна группа самых жестких линий. Предварительные результаты измерений сообщались в докладе^{/9/}. Однако, как было отмечено в замечании при корректуре, за интерференцию был ошибочно принят аппаратный эффект, связанный с сильной импульсной загрузкой. В настоящей работе приводятся результаты дальнейших измерений с более совершенной аппаратурой.

Измерения

Источником нейтронов служил импульсный быстрый реактор Объединенного института ядерных исследований с водяным замедлителем толщиной 36 мм. Полуширина нейтронного импульса составляла около 50 мксек. На расстоянии 100 м от реактора располагался исследуемый образец золота размером 100 x 100 x 0,5 мм.

Применялись два детектора γ -лучей - цилиндрические кристаллы NaJ(Tl) размерами 100 x 100 мм и 40 x 40 мм. Между образцом и кристаллами помещалась защита из парафина с бором.

Спектры γ -лучей измерялись с помощью многомерного анализатора^{/10/}, в котором время появления импульса относительно нейтронной вспышки реактора и его амплитуда в условном коде записываются на магнитную ленту по 15 дорожкам, что обеспечивает 256 временных и 128 амплитудных каналов. С магнитной ленты информация

затем передается в ферритовую "память" с 2048 или 1024 каналами и выводом на цифропечать. Мертвое время анализатора около 130 мксек. При частоте циклов от 5 до 10 в секунду возможна регистрация до 6 импульсов за цикл; это достигается применением регистров промежуточной памяти. Использовалась ширина временного канала 64 мксек.

При измерениях с большим кристаллом нам пришлось вести борьбу с неприятными аппаратными эффектами, подобными обнаруженному в^{/9/}, которые в зависимости от условий измерения менялись не только по величине, но и по знаку асимметрии. Только с понижением мощности реактора в 10 раз против обычной эти эффекты исчезли. Измерения с малым кристаллом при нормальной мощности дали тот же результат.

Фон учитывался путем проведения измерений с образцом и без образца. О величине фона можно получить представление из рис. 2. Поправка на изменение фона образцом не вносилась из-за ее малости, что специально исследовалось.

На рис. 1 приведены амплитудные спектры в резонансе золота. Там же показаны аппаратные формы линии для γ -лучей от источника $\text{Po} + \text{Be}$ с энергией 4,43 Мэв.

Обработка данных

Интерференцию можно обнаружить наиболее надежно и просто, если сравнивать кривую сечения, в которой ожидается вклад интерференционного члена, с подобной кривой, в которой этот вклад отсутствует или пренебрежимо мал. В нашем случае в качестве такой контрольной кривой следует взять сечение, соответствующее такому участку γ -спектра, в котором не содержатся линии, излучаемые в актах прямого захвата. Напротив, участки, содержащие упомянутые линии, должны отвечать сечениям, испытываемым на интерференцию. Удобнее всего брать отношения таких сечений к контрольному и нормировать их на единицу около резонансной энергии.

Пользуясь формулой (1), контрольное сечение можно взять в виде:

$$\sigma_k(x) = \frac{\sigma_k^0}{1 + x^2}, \quad (2)$$

а сечение с интерференцией

$$\sigma_i(x) = a \sigma_i^0 \left(\kappa + \frac{2\sqrt{\kappa} x}{1 + x^2} \right) + \frac{\sigma_i^0}{1 + x^2}. \quad (3)$$

При написании этих формул мы предполагаем, что все линии γ -спектра можно разделить на две группы: линии с $\kappa_i = 0$, их большинство, и линии с $\kappa_i > 0$, они соответствуют переходам на p -уровни и излучаются при прямом захвате. В формуле (3) есть величина вклада линий с $\kappa_i > 0$ в соответствующий участок аппаратного

спектра, а κ - эффективная величина отношения потенциального сечения к резонансному для смеси этих линий.

Если выражение (3) на (2) и приравняв получаемое отношение единице при $x = 0$, будем иметь:

$$a(x) \equiv \frac{\sigma_n(x)}{\sigma_k(x)} = 1 + \frac{a}{1 + a\kappa} (2\sqrt{\kappa}x + \kappa x^2). \quad (4)$$

Линейный по x член обеспечивает несимметрию $a(x)$ относительно точки $x = 0$ и тем большую, чем больше κ .

Если через экспериментальные точки, представляющие собой отношения сечений, провести плавную линию, описываемую формулой (4), то таким путем можно определить κ . В нашем случае (см. следующий раздел) вместо такой процедуры для оценки κ удобнее воспользоваться величиной

$$\Delta \equiv A_+ - A_- \equiv \int_0^{x_0} a(x) dx - \int_{-x_0}^0 a(x) dx = \frac{2a\sqrt{\kappa}}{1 + a\kappa} x_0^2,$$

как мерой асимметрии $a(x)$. Поскольку $a < 1$, для случаев $\kappa \ll 1$

$$\Delta \approx 2a x_0^2 \sqrt{\kappa}, \quad (5)$$

откуда

$$\kappa = \left(\frac{\Delta}{2a x_0^2} \right)^2. \quad (6)$$

Практически для нахождения отношений $a(x)$ достаточно делить друг на друга соответствующие временные спектры, поскольку множители, связанные с формой нейтронного спектра и толщиной образца, при этом сокращаются. Учет функции разрешения спектрометрирования нейтронов и доплеровского уширения не может существенно изменить отношения $a(x)$ и, тем более, интегральные величины Δ , поскольку соответствующие им ширины не превышают естественной ширины резонанса.

Для вычисления площадей A_+ и A_- значения отношений $a(x)$ в каждом временном канале нужно умножить на энергетическую ширину канала в единицах $\frac{\Gamma}{2}$ и полученные числа просуммировать слева и справа от резонансной энергии в симметричных по энергии пределах.

Результаты и их обсуждение

Мы приводим результаты обработки измерений с большим детектором в течение 8 часов и с малым детектором в течение 38 часов. Время делилось пополам для измерений с образцом и без образца.

На рис. 1 отмечены участки амплитудных спектров, для которых находились отношения скоростей счета как функции времени пролета нейтронов. Эти участки выбирались таким образом, чтобы основной вклад в них давали жесткие γ -линии спектра. Для наглядности они показаны на том же рисунке вертикальными пунктирами с высотами, пропорциональными интенсивностям (данные взяты из [11]).

Точки временных спектров во всех участках лежат очень близко к точкам в соответствующих контрольных участках (см. пример на рис. 2), в соответствии с чем ни у одного из отношений не наблюдалось сколько-нибудь заметной асимметрии (рис. 3). Поэтому из настоящих измерений мы вправе сделать только оценку κ с помощью формулы (6). В таблице сведены результаты обработки всех отношений.

Переходя к анализу этих результатов, прежде всего заметим, что если сопровождающими прямой захват считать, например, 7 самых жестких линий спектра (см. рис. 1), то, поскольку их вклад во все исследованные участки является основным, также во всех участках интерференция должна проявляться примерно одинаково. Поэтому все приведенные в таблице значения Δ можно считать более-менее равнозначными. Глядя на эти значения, можно заключить, что "несимметрия" отношений вызвана скорее статистикой, чем интерференцией, и в пределах ошибок Δ можно считать нулем. В пользу этого говорит также тот факт, что с увеличением x_0 в 2 раза значения Δ становятся еще ближе к нулю, а, как видно из формулы (5), им следовало бы увеличиться в 4 раза.

Оценим верхнюю границу κ . Полагая, что $\Delta < 2$, и подставляя в формулу (6) значения $a = 1$ и $x_0 = 60,6$, получим

$$\kappa < 8 \cdot 10^{-8}.$$

Если считать, что линии указанной группы излучаются примерно в 20% всех случаев захвата [11], а полное сечение захвата в резонансе 4,9 эв равно 34000 барн [12], то полученная выше оценка означает, что сечение потенциального захвата σ_p , отвечающее рассматриваемой группе линий, в районе энергии нейтронов 5 эв не превышает 0,5 миллибарн.

Необходимо также указать, что не исключена возможность и того, что наша оценка κ и, следовательно, сечения потенциального захвата не совсем корректна по той причине, что мы "размазали" κ на большее число линий, чем число их, излучаемых в процессе прямого захвата. В самом деле, допустим, что прямой захват осуществляется только через испускание одной линии 6,25 Мэв, интенсивность которой составляет 7% от числа захваченных нейтронов [11]. Несложные расчеты, основанные на известной форме линии детектора, показывают, что максимальный вклад $a = 0,3$ эта линия вносит в участок 2 измерений с малым детектором. Поэтому теперь для оценки κ мы получим величину в $1/a^2 = 11$ раз большую, чем раньше, т.е. $\kappa < 9,10$.

Т а б л и ц а
Значения площадей A_+ и A_- и их разности Δ

Участок спектра	Интервал E_γ МэВ	Интервалы E_n , эВ			$x_0 = 57,9$
		A_+	A_-	Δ	
Большой детектор, 100 Вт.		Интервалы E_n , эВ			
		2,81 - 4,91 - 6,96; $x_0 = 29,3$			
		0,86 - 4,91 - 8,96;			
1	5,88-6,48	28,1 ± 0,9	31,1 ± 0,7	-3,0 ± 1,1	1,7 ± 2,7
2	5,29-6,48	27,9 ± 0,6	28,8 ± 0,4	-0,9 ± 0,7	-0,7 ± 1,8
3	4,70-6,48	29,6 ± 0,5	28,9 ± 0,8	0,7 ± 0,6	0,8 ± 1,5
Малый детектор, 1000 Вт.		3,06 - 4,91 - 6,76; $x_0 = 26,4$			$x_0 = 60,6$
		0,67 - 4,91 - 9,15;			
1	5,67-6,31	25,5 ± 0,4	26,4 ± 0,4	-0,9 ± 0,6	0,7 ± 1,5
2	5,03-5,67	25,4 ± 0,3	26,7 ± 0,2	-1,3 ± 0,4	-1,6 ± 1,0
3	4,89-5,03	25,6 ± 0,3	26,3 ± 0,2	-0,7 ± 0,3	1,1 ± 0,9
4	3,75-4,39	26,4 ± 0,2	26,6 ± 0,2	-0,2 ± 0,3	0,0 ± 0,8

а сечение потенциального захвата σ_p для этой линии будет иметь своей верхней границей примерно 2 миллибарна. Для линии с меньшим выходом мы получили бы еще большую оценку.

Имеется также некоторая вероятность того, что наша оценка интерференции занижена и по другой причине: если остался аппаратурный эффект, превосходящий ошибки измерения, но он скомпенсирован эффектом интерференции. Однако это весьма маловероятно, так как должно было бы произойти в двух разных измерениях при разных условиях.

Наконец, рассмотрим вопрос о возможном влиянии интерференции между резонансами. Такая интерференция в сечениях захвата была впервые обнаружена в резонансах $Pt^{195}/13/и$, насколько нам известно, до сих пор нигде более не наблюдалась.

Если воспользоваться формулой Брайта-Вигнера для многих уровней (см., например, /14/, формула (A.20)), то для частичного сечения захвата в окрестности резонанса E_0 можно написать выражение, в точности совпадающее с (1). Оно учитывает интерференцию с одним из соседних резонансов, имеющим параметры: E'_0 , Γ'_n и Γ' - энергию, нейтронную ширину и частичную радиационную ширину. Однако в этом выражении знак интерференционного члена не известен, а роль сечения σ_p играет крыло рассматриваемого соседнего резонанса:

$$\sigma_p = \pi \lambda^2 \frac{\Gamma'_n \Gamma'}{(E - E'_0)}$$

так что

$$\kappa'_i = \frac{\Gamma'_n \Gamma'}{\Gamma_n \Gamma_{\gamma i}} \cdot \frac{(\Gamma/2)^2}{(E_0 - E'_0)^2} = \left(\frac{\Gamma}{2D} \right)^2,$$

где Γ и D - средние величины полной ширины и расстояния между резонансами одного спина. Величина κ'_i для различных переходов i и резонансов E'_0 ядра Au^{197} может принимать различные значения порядка 10^{-6} . Поэтому оценку $\kappa = 10^{-7}$ можно рассматривать как предел, ниже которого измерение κ практически невозможно из-за незнания знаков $\sqrt{\kappa'_i}$ для разных переходов i и резонансов E'_0 . Возможно, некоторую помощь здесь может оказать то обстоятельство, что для интерференции с потенциальным захватом знак $\sqrt{\kappa'_i}$ не зависит от i . И если постепенно снижать нижний энергетический порог регистрации γ -лучей, то наблюдаемая асимметрия Δ в случае интерференции с потенциальным захватом будет падать пропорционально α , а при интерференции между резонансами уменьшение Δ будет происходить за счет увеличения числа регистрируемых переходов и их взаимной компенсации в интерференционном члене.

После того, как настоящая работа была подготовлена к печати, появилась работа Вассона и Дрейпера^{/15/}, которые провели измерения, аналогичные нашим. Авторы считают, что они обнаружили интерференцию с потенциальным захватом, и дают оценку $\sigma_p \lesssim 10$ миллибарн при $E_n = 1$ эв (т.е. 4,5 миллибарна при $E_n = 5$ эв). Нам кажется, что эта оценка завышена и из их же результатов следовало бы считать $\sigma_p \lesssim 0,5$ миллибарна при $E_n = 5$ эв. В пользу этого говорят следующие факты:

1) Обработка нашим способом результатов, приведенных на рис. 3 работы^{/15/}, дает:

$$\Delta = -1,2 \pm 1,6 \text{ для интервала } E_n = 3,06 - 6,76 \text{ эв,}$$

$$\Delta = -2,5 \pm 2,1 \text{ для интервала } E_n = 0,67 - 9,15 \text{ эв,}$$

что вполне согласуется с нашими результатами.

2) Экспериментальные точки в работе^{/15/} плохо согласуются с расчетной кривой, соответствующей $\sigma_p = 10$ миллибарн при $E_n = 1$ эв, обнаруживая меньшую асимметрию резонанса. Кривая, рассчитанная по формуле (4) с измененным знаком интерференции при $\alpha = 1$ и $\kappa = 10^{-7}$, согласуется с точками на том же рисунке лучше, чем другие кривые, рассчитанные авторами^{/15/}.

Для окончательного решения вопроса об интерференции нужно повысить точность измерений в несколько раз по сравнению с той, что была у нас и авторов^{/15/}. Было бы также полезно исследовать другие подходящие ядра, особенно те, у которых $\frac{\Gamma}{2E}$ еще меньше.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить Ф.Л.Шапиро за постоянное внимание к работе и полезные обсуждения, Я.Урбанца, принимавшего участие в одном из этапов работы, Г.П.Жукова и Б.Е.Журавлева, обеспечивавших работу электроники, и А.А.Лошкарева за постоянную помощь.

Л и т е р а т у р а

1. А.В.Шутко, Д.Ф.Зарецкий. ЖЭТФ, 29, 866, 1955.
2. A.M.Lane, J.E.Lynn. Nucl. Phys., 17, 563, 1960.
3. A.M.Lane, J.L.Lynn. Nucl. Phys., 17, 536, 1960.
4. I.Bergqvist, N.Starfelt. Nucl. Phys., 22, 513, (1961); 39, 353, 1962; Ark. f. Fys., 23, 435, 1963.
5. J.H.Bird, J.H.Pibbons, W.M.Good. Phys. Lett., 1, 262, 1962.
6. А.Т.Баков, С.П.Белов, Ю.А.Казанский, В.И.Попов. ЖЭТФ, 44, 3, 1963.
7. Д.Ф.Зарецкий. ЖЭТФ, 37, 1084, 1959.

8. И.Ловаш. ЖЭТФ, 41, 1178, 1961.
9. Б.Кардон, Д.Киш, Г.С.Самосват. Материалы рабочего совещания по физике медленных нейтронов (7-12 декабря 1961 г.), препринт ОИЯИ № 956, стр. 71, Дубна, 1962 г.
10. Г.П.Жуков, Г.И.Забиякин, В.Д.Шибяев, К.Г.Родионов, А.В.Андросов, Ш.И.Барилко, Б.Е.Журавлев, В.Н.Замрий, Г.С.Самосват. Препринт ОИЯИ № 1127, Дубна, 1962 г.
11. Л.В.Грошев, А.М.Демидов, В.Н.Луценко, В.И.Пелехов. Атлас спектров γ -лучей радиационного захвата тепловых нейтронов. Москва, 1958.
12. Д.Юз, Р.Шварц. Атлас нейтронных сечений. Атомиздат, 1959.
13. R.E.Coté, L.M.Bollinger. Phys. Rev. Lett., 6, 695, 1961.
14. H.Feshbach, C.E.Porter, V.F.Weisskopf. Phys. Rev., 96, 448, 1954.
15. O.A.Wasson, J.E.Draper. Phys. Lett., 6, 350, 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 ноября 1963 г.

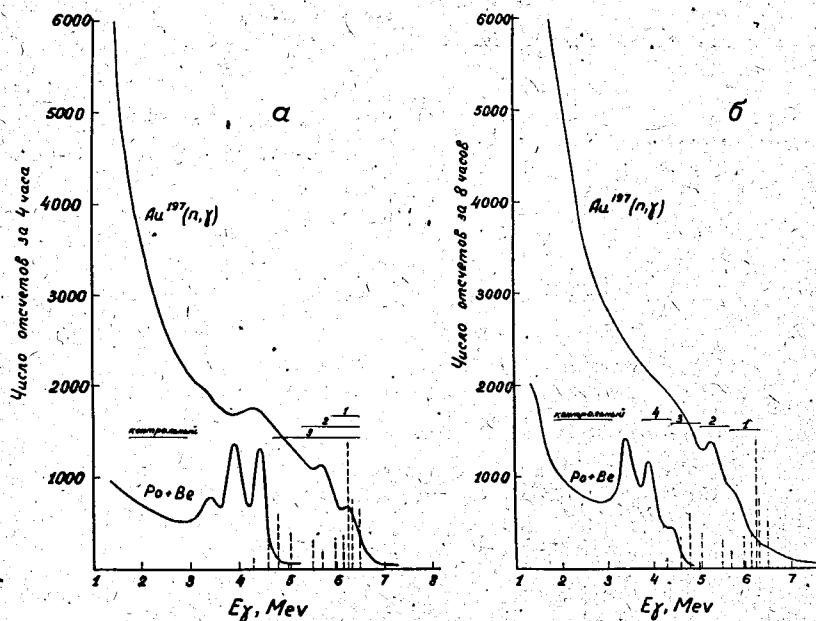


Рис. 1. Спектры γ -лучей в резонансе золота. Фон не вычтен и составляет $\approx 2\%$ от полной площади спектра. а - измерения с большим детектором при мощности реактора 100 Вт; б - измерения с малым детектором при мощности 1000 Вт.

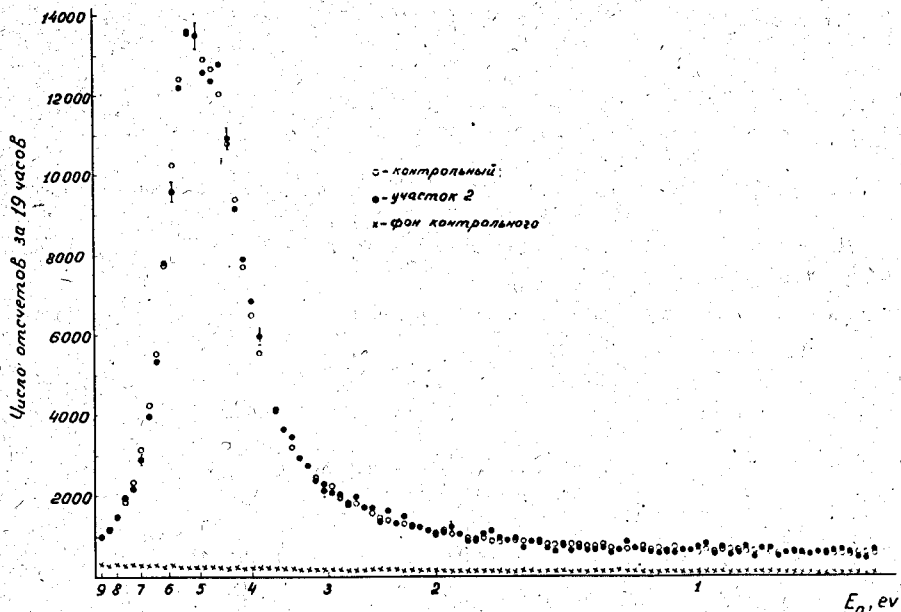


Рис. 2. Сравнение временных спектров в участке 2 и контрольном участке амплитудного спектра (измерения с малым детектором). Первый спектр нормирован на второй в максимуме. Показан также фон в контрольном участке.

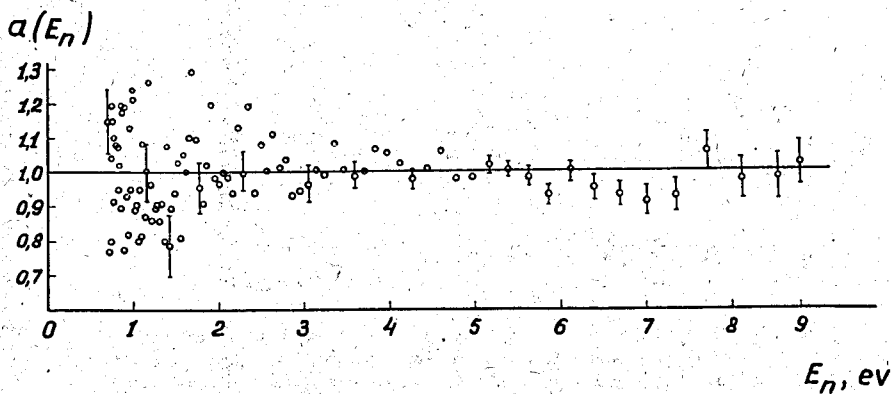


Рис. 3. Пример самого "несимметричного" отношения $\alpha(E_n)$ из измерений с малым детектором (участок 2).