

Б-734

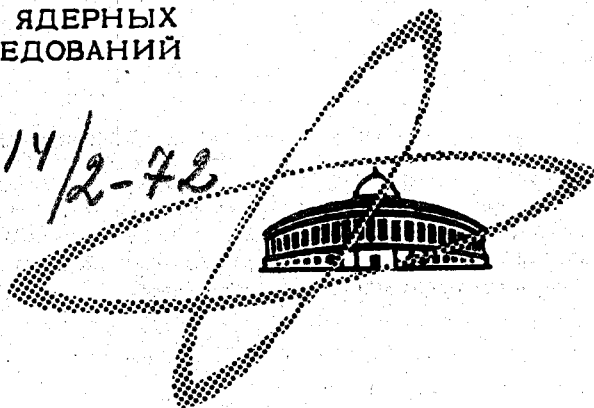
2/2 72

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

3314/2-72

P7 - 6604



Д.Д.Богданов, В.А.Карнаухов, Л.А.Петров

ИЗМЕРЕНИЕ СОВПАДЕНИЙ МЕЖДУ ПОЗИТРОНАМИ
И ЗАПАЗДЫВАЮЩИМИ ПРОТОНАМИ ДЛЯ Te^{109}

1972

P7 - 6604

Д.Д.Богданов, В.А.Карнаухов, Л.А.Петров

ИЗМЕРЕНИЕ СОВПАДЕНИЙ МЕЖДУ ПОЗИТРОНАМИ
И ЗАПАЗДЫВАЮЩИМИ ПРОТОНАМИ ДЛЯ Te^{109}

Направлено в ЯФ.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Излучатель запаздывающих протонов ^{109}Te исследовался в наших работах /1-4/. Этот изотоп распадается путем эмиссии позитрона или K -захвата с $T_{1/2} = (4,3 \pm 0,2)$ сек /2/. Примерно в 3% случаев /3/ распад сопровождается испусканием запаздывающих протонов. Этот излучатель (идентифицированный, как ^{108}Te) исследовался также А. Силволой /5/ и Р. Макфарланом /6/.

Настоящая работа посвящена измерению $\beta^+ - p$ совпадений для ^{109}Te . Сравнение протонных спектров в совпадении и без совпадений с позитронами позволяет определить максимальную энергию запаздывающих протонов, равную $Q_0 - B_p$, где Q_0 - полная энергия K -захвата, а B_p - энергия связи протона в дочернем ядре. Эта величина полезна для проверки полуэмпирических расчетов масс ядер вдали от области β -стабильности. Кроме того, $Q_0 - B_p$ входит в качестве существенного параметра в анализ формы протонного спектра. Экспериментальная оценка этого параметра делает такой анализ более определенным.

Суть метода определения $Q_0 - B_p$ для пары $^{109}\text{Te} - ^{109}\text{Sb}$ заключается в следующем. Запаздывающие протоны появляются в результате разрешенного β^+ -перехода и электронного захвата ^{109}Te в протонно нестабильные состояния ^{109}Sb . Рассмотрим N_{β_p}/N_p отношение интенсивностей протонов с данной энергией E_p в совпадениях и без совпадений с позитронами. Эта величина связана с $\kappa = \frac{\beta^+}{\beta^+ + \epsilon}$ относительной вероятностью эмиссии позитрона, которая для разрешенных переходов практически не зависит от ядерных матричных элементов, а определяется Z и энергией перехода Q [7]. Между Q и E_p имеется следующее соотношение: $Q = (Q_0 - B_p) - E_p \frac{A}{A-1} - E_f$, где E_f - энергия возбуждения конечного ядра ^{108}Sn . По оценке, энергия первого возбужденного состояния $^{108}\text{Sn}(2^+)$ равна 1,2 Мэв [8], протонный распад происходит, главным образом, в основное состояние, и только несколько процентов протонного спектра может быть связано с переходом в состояние 2^+ . Поэтому для $\frac{N_{\beta_p}}{N_p}$ справедливо следующее выражение:

$$\left[\frac{N_{\beta_p}}{N_p} \right]_{\text{теор}} = \omega_{\beta} \cdot a_0 \cdot \kappa \left(Q_0 - B_p - E_p \frac{A}{A-1} \right) - \omega'_{\beta} \cdot a_2 \cdot \kappa \left(Q_0 - B_p - E_p \frac{A}{A-1} - E_{2^+} \right) = F, \quad (1)$$

x/ Для известных четных нейтрондефицитных изотопов олова с A от 110 до 118 энергия первого возбужденного состояния лежит между 1,2 и 1,3 Мэв.

где ω_{β} — эффективность регистрации позитронов, a_0 и a_2 — относительные вероятности протонного распада в основное и в первое возбужденное состояния. В правой части (1) первый член является главным, а второй — поправочным. Величина $Q_0 - B_p$ входит как параметр известной функции κ и может быть найдена из условия наилучшего согласия экспериментального $N_{\beta p} / N_p$ с расчетной функцией $F(E_p)$.

Измерение β^+ — p совпадений для определения $Q_0 - B_p$ было предложено в /8/ и использовано в опытах с ^{111}Te . В работе П.Г. Хансена с сотрудниками /9/ значения $Q_0 - B_p$ для $^{115}, ^{117}\text{Xe}$ и ^{181}Hg определяются из данных по протонным спектрам в совпадении с γ — лучами.

2. Экспериментальная методика

Опыты проводились на внешнем пучке 300-сантиметрового циклотрона тяжелых ионов ОИЯИ. Изотоп ^{109}Te получался за счет реакции с испарением трех нейтронов при облучении мишени из разделенного ^{96}Ru (89,6%) ионами ^{16}O с энергией ≈ 80 Мэв. Мишень была выполнена в виде свободной фольги и имела толщину 2 мг/см^2 .

Использовался метод сбора активности с помощью газовой струи, развитый Р. Макфарланом и Р. Гриффином /10/. Детальное описание нашей установки дано в работе /8/. Мишень помещалась на входе небольшой цилиндрической камеры ($\phi = 35 \text{ мм}$, $l = 50 \text{ мм}$), в которую подавался аргон или воздух при давлении 250 торр. Ядра отдачи, выбиваемые из мишени, останавливались в газе и выносились им через тефлоновый капилляр ($\phi = 0,5 \text{ мм}$, $l = 40 \text{ мм}$) в камеру детекторов, находящуюся под непрерывной откачкой. Газ выходил из капилляра в виде узкой струи, направленной на алюминиевый сборник, на поверхности которого и адсорбировались ядра отдачи. Коэффициент сбора активности был 20–30%. Отметим, что эффективность сбора драма-

тически зависит от концентрации примесей (по-видимому, многоатомных) в газе. Так, очистка газа охлаждаемой ловушкой или просто достаточно толстым ватным фильтром снижает коэффициент сбора, по крайней мере, на порядок. Вместе с тем, наличие избыточных примесей в газе приводит к появлению конечной толщины активного слоя на сборнике. Практически приходится искать компромисс так, чтобы концентрация примесей была достаточна для обеспечения высокого коэффициента сбора, а активный слой был приемлемой толщины $x/$.

Сборник периодически поворачивался на угол 45° , собранная активность помещалась между спектрометром протонов и сцинтилляционным счетчиком β^+ -частиц. Время экспозиции сборника под струей и время обсчета равнялось 10 сек.

Спектрометр протонов состоял из тонкого плоского пропорционального счетчика для измерения dE/dx и $Si(Au)$ -детектора для определения $E/11/$. Применение телескопа было необходимо, т.к. ^{109}Te испытывает также α -распад. Отношение интенсивностей протонов и α -частиц равно $2,5/6/$. В качестве β -счетчика использовался фотоумножитель ФЭУ-13 с пластмассовым сцинтиллятором толщиной 1 мм и диаметром 40 мм. Свойства счетчика (форма линии, эффективность регистрации и т.д.) описаны в работе $/8/$.

Электронная аппаратура была собрана по схеме быстро-медленных совпадений. Разрешающее время быстрых совпадений позитрона и протона было 30 нсек. Для выделения протонов использовался дифференциаль-

$x/$ Подробный обзор работ по методу газового сбора активности дан в работе $/106/$.

ный дискриминатор в канале пропорционального счетчика. Одновременно использовались два анализатора АИ-4096 для записи спектра протонов в совпадении и без совпадений с позитронами.

3. Результаты экспериментов

Спектр запаздывающих протонов ^{109}Te представлен на рис. 1. Возрастание интенсивности для $E_p < 2$ Мэв связано с β -фоном. На рис. 2 представлены усредненные по интервалу в 100 кэв спектры в совпадении и без совпадений с позитронами. Фон β и γ -излучения для $E_p = 2$ Мэв составляет 10%, при больших энергиях его вклад быстро уменьшается (1% при $E_p = 2,2$ Мэв).

Случайные совпадения определялись с помощью калибровочных α -частиц (Thc'), которые в рабочих условиях измерялись в одиночном канале совпадений ^{/8/}. Для протонов с энергией (2,0 - 3,5) Мэв случайные совпадения не превышают 10% от истинных. С увеличением энергии протонов вклад случайных совпадений растет, т.к. уменьшается отношение $N_{\beta p} / N_p$. Это отношение показано на рис. 3 (случайные совпадения вычтены). Величина $N_{\beta p} / N_p$ падает с ростом энергии протона. Это связано с уменьшением парциальной энергии β -перехода и, соответственно, уменьшением величины $\frac{\beta^+}{\beta^+ + \epsilon}$.

В качестве первого приближения отношение $N_{\beta p} / N_p$ сравнивалось с расчетной функцией, учитывающей только p -распад в основное состояние ^{108}Sn . Была введена небольшая поправка на совпадение протонов с X -лучами после K -захвата ^{/8/}. Величина $\frac{\beta^+}{\beta^+ + \epsilon}$ в функции парциальной энергии перехода Q рассчитывалась согласно работе ^{/12/} с учетом захвата электронов с L -оболочки. Зависимость ω_{β} от энер-

гии позитронов бралась из работы /8/. Абсолютное значение ω_{β} было вторым (помимо $Q_0 - B_p$) параметром в подгонке функции F к эксперименту по методу наименьших квадратов. Из условия наилучшего согласия экспериментального отношения $N_{\beta p} / N_p$ с расчетом получено $Q_0 - B_p = 7,06$ Мэв.

Далее, пользуясь этим результатом, мы рассчитали относительные вероятности заселения в протонном распаде состояний 0^+ и 2^+ ядра ^{108}Sn (коэффициенты a_0 и a_2 в формуле (1)). В этом расчете для энергии связи протона в ^{109}Sb было взято значение 1,0 Мэв, а спин ^{109}Te предполагался равным $5/2^+$ /4/. Расчет проводился с помощью статистической модели процесса испускания запаздывающих протонов, развитой в предыдущих работах /13,14/. Коэффициенты a_0 и a_2 оказались зависящими от энергии протона, в сумме на распад в состояние 2^+ приходится $\approx 5\%$ протонного спектра.

После этого было проведено сравнение экспериментальной зависимости $N_{\beta p} / N_p$ от энергии протона с функцией F , включающей распад как в 0^+ , так и в 2^+ . В результате получено $Q_0 - B_p = (7,14 \pm 0,10)$ Мэв. Указанная ошибка включает статистическую неточность, погрешность в калибровке энергетической шкалы и определении ω_{β} , а также погрешность в учете распада в состояние 2^+ . Кривая на рис. 3 является расчетной, соответствующей оптимальным значениям параметров ($\chi^2 = 38$). На рис. 4 показано отклонение экспериментальных точек от расчетной кривой.

4. Обсуждение

1. В таблице полученное значение $Q_0 - B_p$ сравнивается с предсказаниями ряда известных полуэмпирических формул для масс ядер

Нас- тоящая работа	Каме- рон/15/	Сигер/16/	Сви- тецкий, Майерс/17/	Винг, Варли/18/	Зель- дес и др./19/	Гарви и др./20/	Валстра Гоув/21/
7,14±0,10	8,9	9,0	8,4	4,0	6,93	6,94	7,29

Наиболее близки к эксперименту расчеты Зельдеса и др., Гарви и др., Валстра и Гоува.

2. В работе /4/ проводился анализ усредненной формы протонного спектра ^{109}Te на основе статистического подхода. Одним из результатов этого рассмотрения была оценка величины $Q_0 - B_p$. Она была получена равной $(7,6 \pm 0,4)$ Мэв. Эта величина на границах ошибок согласуется с более точным значением, измеренным теперь. Мы предполагаем провести более детальный анализ протонного спектра ^{109}Te с использованием полученного значения $Q_0 - B_p$.

3. Рассмотрим рис. 4. Распределение экспериментальных точек около расчетной кривой (с оптимальными параметрами) в диапазоне от 2,5 до 5,0 Мэв мы сравнили с Гауссовым. Оказалось, что распределение близко к нормальному, среднее отклонение равно 0,067. Это свидетельствует в пользу того, что исходные предположения относительно B^+ / ϵ верны в пределах имеющейся точности. Отметим, однако, что точка при энергии 3,27 Мэв отстоит от теоретической кривой более,

чем на три ошибки. Отклонение уменьшается до двух среднеквадратичных ошибок, если истинное значение $Q_0 - B_p$ на 100 кэв больше, чем наиболее вероятное. Тем не менее, мы обращаем внимание на эту точку. Она соответствует наиболее интенсивному пику в спектре протонов, и мы не исключаем, что это отклонение не обусловлено целиком статистической ошибкой.

Авторы признательны академику Г.Н. Флерову за интерес к работе, проф. П.Г. Хансену за полезное обсуждение, Б. Загеру и группе циклотрона за обеспечение облучений, В.П. Бочину - за изготовление мишеней.

Литература

1. В.А. Карнаухов, Г.М. Тер-Акопян, Л.А. Петров, В.Г. Субботин, ЯФ, 1, 812 (1965).
2. В.А. Карнаухов, Г.М. Тер-Акопян, Л.С. Вертоградов, Л.А. Петров. ЯФ, 4, 457 (1966).
3. V.A.Karnauchov, G.M.Ter-Acopyan. Proc.Lysekil Symp., Nuclides fara off the stability erne, Lysekil,Sweden, (1966), 419.
4. V.A.Karnauchov, D.D.Bogdanov, L.A.Petrov. Proc. of Intern.Conf. on the Prop. of Nucl. far from the Reg. of Beta-Stab.7 Leysin, Switz. v.1, 45 (1970).
5. A.Siivola. Phys. Rev.Lett., 14, 142 (1965).
6. R.D.Macfarlane. Proc.Lysekil Symp., (1966) 431.
7. D.Berenyi. Rev.Mod.Phys. 40, 390 (1968).
8. И. Бачо, Д.Д. Богданов, Ш. Дароци, В.А. Карнаухов, Л.А. Петров. ЯФ, 7, 1153 (1968).
9. P.Hornoj, K.Wilsky, P.G.Hansen, B.Jonson, O.B.Nielsen. Nucl.Phys. (in press) 1972.
10. a) R.D.Macfarlane, R.D.Griffioen. Nucl.Instr.Meth.,24, 461 (1963); b) R.D.Macfarlane. In Nucl. Spectroscopy II, J.Cerny. ed Academic Press 1972.

11. Д.Д. Богданов, В.А. Карнаухов, Л.А. Петров. Препринт ОИЯИ, P13-6261 (1972).
12. P.F.Zweifel. Phys.Rev., 96,1572 (1954); 107,329 (1957).
13. Д.Д. Богданов, Ш. Дароци, В.А. Карнаухов, Л.А. Петров, Г.М. Тер-Акопьян. ЯФ, 6, 893 (1967).
14. P.Hornshoj, K.Wilsky, P.G.Hansen, B.Jonson, O.B.Nielsen. Proc. of Intern. Conf., Leysin, Switz, p. 487, (1970).
15. A.G.W.Cameron. At.Energy Canad. Ltd, Report CRL-41 (1957).
16. P.Seeger. Proc. of Intern. Conf., Leysin, Switz., p. 217 (1970).
17. W.Mayers, W.Swiatecki, UCRL-11980, (1965).
18. J.Wing, J.D.Varley. ANL-6886 (1964).
19. N.Zeldes, A.Grill, A.Simievic. Mat.Fys.Skr.Dan.Vid. Selsk. 3, No 5.
20. G.I.Garley, W.J.Gerace, Rl.Jaffe, I.Talmi, I.Kelson. Rev. Mod. Phys., 41,4, Pt II, 1 (1969).
21. A.Wapstra, N.Gove, Nucl. Data Tables 9,No 4-5 (1971).

Рукопись поступила в издательский отдел
14 июля 1972 года.

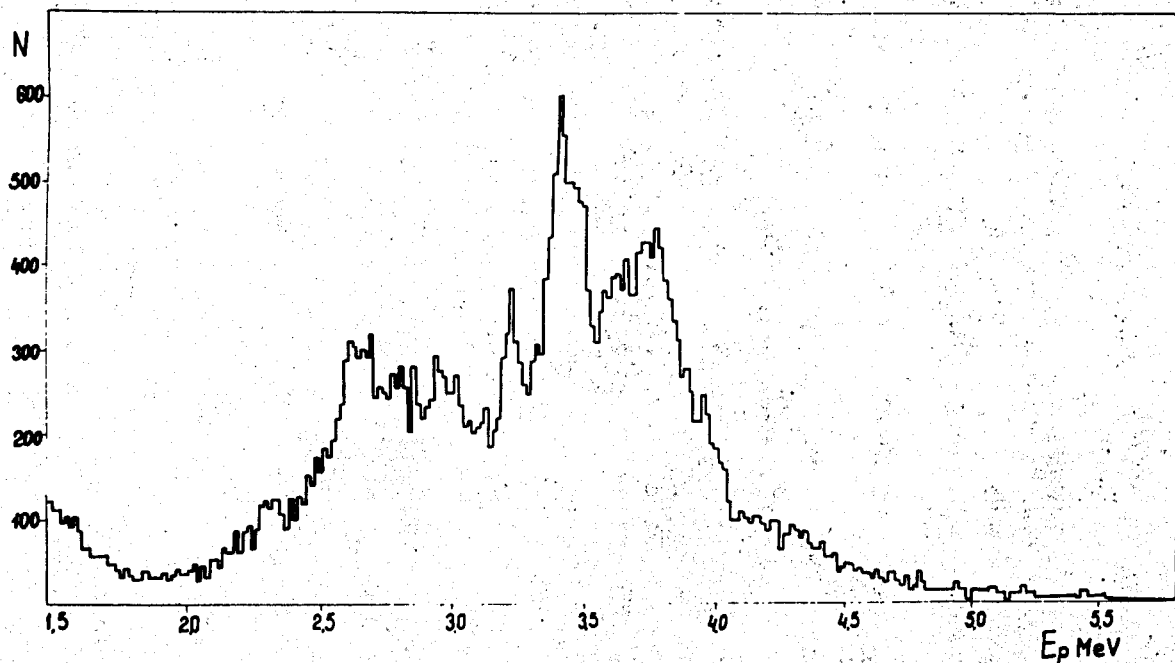


Рис. 1. Спектр запаздывающих протонов для ^{109}Te . Использовался телескоп из пропорционального счетчика и $\text{Si}(\text{Au})$ детектора.

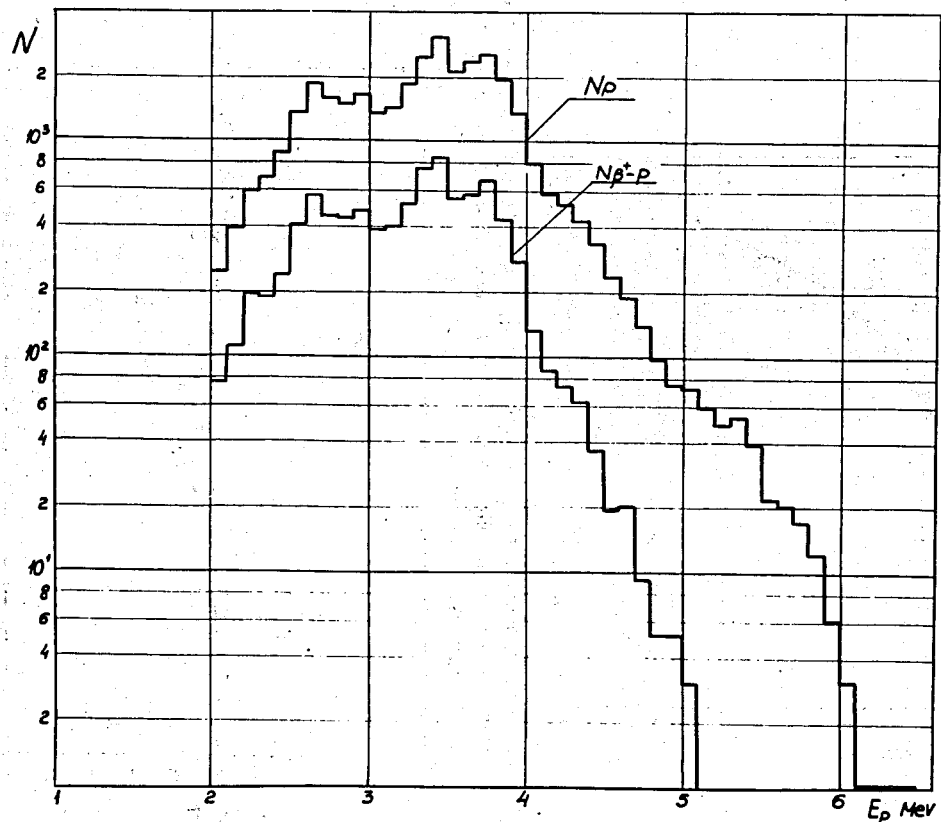


Рис. 2. Усредненные (по интервалу 100 кэВ) спектры протонов в совпадении с позитронами и без совпадений.

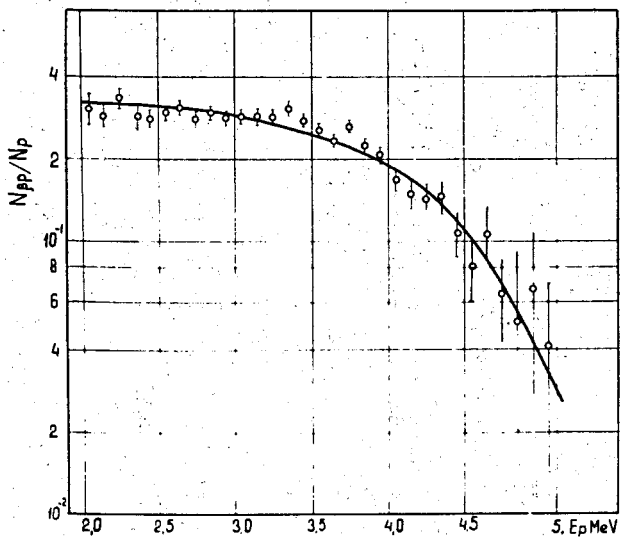


Рис. 3. Отношение интенсивностей протонов в совпадении с позитронами и без совпадений в функции энергии. Кривая является расчетной, соответствующей оптимальным значениям параметров.

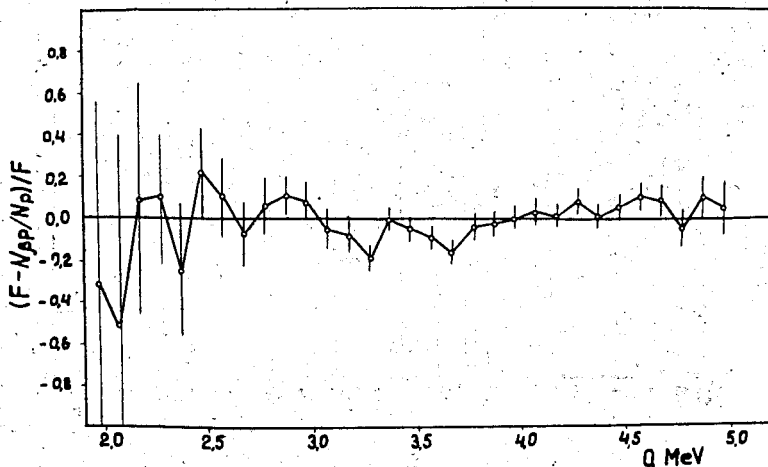


Рис. 4. Сравнение экспериментального значения N_{pp} / N_p с теоретическим F . По оси абсцисс отложена парциальная энергия электронного захвата.