

СЗ41.16

Б-734

3869/2-77

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

26/IX-77



P6 - 10759

Д.Д.Богданов, И.Воборжил, А.В.Демьянов,
Л.А.Петров

НОВЫЕ ДАННЫЕ ПО ЭМИССИИ

ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ ЧАСТИЦ

ПРИ β^+ -РАСПАДЕ ИЗОТОПОВ

$^{116,118}\text{Cs}$

1977

P6 - 10759

Д.Д.Богданов, И.Воборжил, А.В.Демьянов,
Л.А.Петров

НОВЫЕ ДАННЫЕ ПО ЭМИССИИ
ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ ЧАСТИЦ
ПРИ β^+ -РАСПАДЕ ИЗОТОПОВ $^{116,118}\text{Cs}$

Направлено в "Physics Letters"

Новые данные по эмиссии запаздывающих частиц при бета-распаде изотопов цезия-116,118

Установлено, что эмиссия запаздывающих частиц при β^+ -распаде ^{116}Cs связана с распадом двух метастабильных состояний, периоды полураспада которых $(0,65 \pm 0,1)\text{с}$ и $(3,9 \pm 0,4)\text{с}$. Долгоживущая компонента доминирует в спектре запаздывающих протонов, в то время как эмиссия запаздывающих α -частиц связана с β^+ -распадом короткоживущего состояния. Измерены энергии $(\beta^+ - \alpha)$ -распада изотопов $^{116}, ^{118}\text{Cs}$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

New Data on the Delayed Particle Emission at β^+ -Decay of $^{116}, ^{118}\text{Cs}$ Isotopes

It is found that the delayed particles observed following the β^+ -decay of ^{116}Cs are due to the β^+ -decay of two metastable states with half-lives of $(0.65 \pm 0.10)\text{s}$ and $(3.9 \pm 0.4)\text{s}$. The long-lived component dominates in the delayed proton spectrum, while the delayed α -particle emission is associated with the β^+ -decay of the short-lived state. The total $(\beta^+ - \alpha)$ -decay energies of the isotopes $^{116}, ^{118}\text{Cs}$ have been measured.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1977

В области нейтронодефицитных ядер с $Z > 50$ α -частица не связана в основных состояниях большинства ядер. Энергия α -распада сравнительно невелика, так что доминирующим каналом распада основных состояний ядер с $N < 84$ остается β^+ -распад. Тем не менее указанное обстоятельство приводит к тому, что наряду с уже привычной эмиссией запаздывающих протонов заметную роль в отдельных случаях может играть и эмиссия запаздывающих α -частиц.

Известным примером подобного рода являются изотопы $^{116}, ^{118}\text{Cs}$. Наиболее полная сводка имеющихся экспериментальных данных по эмиссии запаздывающих протонов и α -частиц при β^+ -распаде этих изотопов содержится в обзорной работе^{/1/}. Предыдущие публикации^{/2,3/} нашей группы касались только эмиссии запаздывающих протонов при β^+ -распаде ^{116}Cs . Естественным продолжением этих исследований является настоящая работа, в которой акцент сделан на другой запаздывающий процесс - эмиссию α -частиц.

В экспериментах использовался масс-сепаратор БЭМС-2 на пучке циклотрона тяжелых ионов У-300 ОИЯИ. Описание конструкции и особенностей работы используемого здесь высокотемпературного ионного источника с поверхностной ионизацией содержится в работах^{/4,5/}. Исследуемые изотопы цезия получались при облучении металлической мишени толщиной 2 мг/см^2 из обогащенного /90%/ ^{92}Mo ионами $^{32}\text{S}^{+5}$ с энергией 190 МэВ . В фокальной плоскости масс-сепаратора изобары с фиксированным A выделялись щелевым коллиматором $2 \times 10\text{ мм}$ и попадали на сборник из алюминиевой

фольги /0,8 мкм/, наклеенной на жесткий каркас в виде диска $\phi = 200$ мм. Непосредственно за сборником размещался поверхностно-барьерный Si(Au) -детектор протонов и α -частиц. Энергетические диапазоны спектров запаздывающих протонов $2 \pm 6,5$ МэВ и α -частиц $8 \pm 12,5$ МэВ не перекрываются, поэтому никакие специальные методы разделения этих частиц не нужны. Активность на сборнике накапливалась в течение времени экспозиции Δt , после чего диск поворачивался на угол 126° и исследуемая активность помещалась между вторым Si(Au) -детектором и сцинтилляционным β -счетчиком с пластмассовым сцинтиллятором толщиной 1 мм. Этот набор детекторов предназначался для измерения спектров протонов и α -частиц в совпадении с позитронами и кривых распада p, α, β -активностей.

Основные результаты, полученные в настоящей работе, содержатся в таблице и могут быть прокомментированы следующим образом:

Таблица

	118 Cs	116 Cs	
$T_{1/2}, c$	$16,4 \pm 1,2 [I]$	$0,65 \pm 0,10$	$3,9 \pm 0,4$
w_p экспер.	$(4,2 \pm 0,6) \cdot 10^{-4} [I]$	$(2,8 \pm 0,7) \cdot 10^{-3}$	$(6,6 \pm 1,3) \cdot 10^{-3}$
p/α экспер.	$17,2 \pm 0,3 [I]$	$50 \pm 1 [I]$	
	$17,3 \pm 0,4$	$4,7 \pm 1,8$	≥ 200
w_α экспер.	$(2,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-5} [I]$	$(4,9 \pm 2,5) \cdot 10^{-4}$	$\leq 3,3 \cdot 10^{-5}$
w_α теор.	$8,7 \cdot 10^{-6} (1^+)$ $3,3 \cdot 10^{-6} (3^+)$	$1,8 \cdot 10^{-4} (1^+)$ $6,7 \cdot 10^{-5} (3^+)$ $1,6 \cdot 10^{-6} (8^+)$	
$(Q_\alpha - Q_\beta), \text{МэВ}$ экспер.	$10,6 \pm 0,2$	$12,3 \pm 0,4$	
$(Q_\alpha - Q_\beta), \text{МэВ}$ теор.	$10,89 [I0]$ $10,62 [II]$	$12,76 [I0]$ $12,35 [II]$	

1. Из измерения кривой распада α -активности изобар с $A = 116$ был установлен период полураспада $T_{1/2} \alpha = /0,65 \pm 0,10/ c$. Это неожиданный результат, поскольку он явно не согласуется с надежно установленным периодом полураспада ^{116}Cs $T_{1/2} = /3,9 \pm 0,4/ c$, измеренным по запаздывающим протонам в нашей работе^{/2/}, и $T_{1/2} = /3,6 \pm 0,2/ c$ по данным^{/1/} группы ISOLDE.

2. Детальный анализ кривых распада протонной активности, измеренных с различными временами экспозиции, позволил выделить две компоненты: уже знакомую долгоживущую с $T_{1/2} = 3,9$ с и короткоживущую, период полураспада которой совпадает в пределах ошибок с измеренным для α -частиц. Из разложения протонных кривых распада на две экспоненты, отвечающие двум указанным периодам полураспада с учетом их ошибок, получено отношение $Y_p(0,65)/Y_p(3,9) = 0,20 \pm 0,06$ наблюдаемых выходов протонов. Термин "наблюдаемый выход" означает выход соответствующей активности из источника масс-сепаратора, т.е. $Y_p = Y_\beta \cdot w_p$, где Y_β - число β -активных атомов, приходящих на сборник из источника в единицу времени, w_p - протонная вилка, дающая вероятность эмиссии протона в единичном акте β^+ -распада.

3. Аналогичные по периодам полураспада компоненты были выделены в кривых распада β^+ -активности. В этом случае разложение на две компоненты с учетом постоянного фона дает отношение наблюдаемых выходов β^+ -активности $Y_\beta(0,65)/Y_\beta(3,9) = 0,7 \pm 0,3$. Вместе с тем установлено, что в реакции $^{92}\text{Mo} + ^{32}\text{S}$ основной вклад в наблюдаемую β^+ -активность в диапазоне масс от $A = 121$ до $A = 116$ дают соответствующие изотопы цезия. Выходы изотопов бария, лантана и церия, реакции образования которых требуют меньшего числа испаряющихся из компаунд-ядра (^{124}Ce) протонов, резко падают по мере уменьшения A , что является характерной особенностью поведения сечений реакций в области нейтронодефицитных ядер. В исследуемой реакции не удалось выделить β^+ -активность, связанную с распадом изотопов лантана и церия /легчайшие из известных сейчас изотопов ^{123}La ($T_{1/2} = 17 \pm 3$ с) и ^{124}Ce ($T_{1/2} = 6 \pm 2$ с) были получены недавно^{/6/} в реакциях

$^{96}\text{Ru}(^{32}\text{S}, 2\text{p}2\text{n})^{124}\text{Ce}$ и $^{96}\text{Ru}(^{32}\text{S}, 3\text{p}2\text{n})^{123}\text{La}$ /.

Слабая β^+ -компонента ^{121}Ba была еще выделена на фоне ^{121}Cs , в то время как ^{119}Ba был идентифицирован только по запаздывающим протонам 127 . Оценка отношения наблюдаемых выходов ^{116}Ba и ^{116}Cs

$$\frac{Y_{\beta}(^{116}\text{Ba})}{Y_{\beta}(^{116}\text{Cs})} \leq \frac{Y_{\beta}(^{117}\text{Ba})}{Y_{\beta}(^{117}\text{Cs})} \cdot \frac{Y_p(^{117}\text{Ba})}{w_p Y_{\beta}(^{117}\text{Cs})} = 0.01$$

может быть сделана из сравнения наблюдаемых выходов запаздывающих протонов ^{117}Ba ($T_{1/2} = 1,9 \text{ с}$) 77 и β^+ -активности ^{117}Cs с учетом расчетной протонной вилки $w_p = 3,7 \cdot 10^{-2}$.

4. Результаты, приведенные в п.п. 1,2,3, дают основание утверждать, что эмиссия запаздывающих частиц в случае ^{116}Cs связана с распадом не одного, как предполагалось ранее, а двух метастабильных состояний, периоды полураспада которых равны $0,65 \pm 0,1/\text{с}$ и $3,9 \pm 0,4/\text{с}$. Причем, долгоживущая компонента доминирует в спектре запаздывающих протонов, в то время как спектр α -частиц связан с β^+ -распадом короткоживущего состояния.

5. Приведенные в таблице величины протонной и α -частичной вилок получены в предположении отсутствия изомерного γ -перехода. В этом случае $w_p = I_p/I_{\beta}$ и $w_{\alpha} = I_{\alpha}/I_{\beta}$, интенсивности $I_p, I_{\alpha}, I_{\beta}$ взяты из разложения соответствующих кривых распада на две экспоненты и отнормированы на эффективности регистрации детекторов /для $T_{1/2} = 3,9 \text{ с}$ определена только верхняя граница I_{α} /. Если вкладом изомерного γ -перехода пренебречь нельзя, то приведенные выше соотношения справедливы только для распада основного состояния. Для изомерного состояния связь между w_p /или w_{α} / и определенными указанным способом интенсивностями I_p /или I_{α} / и I_{β} несколько сложнее:

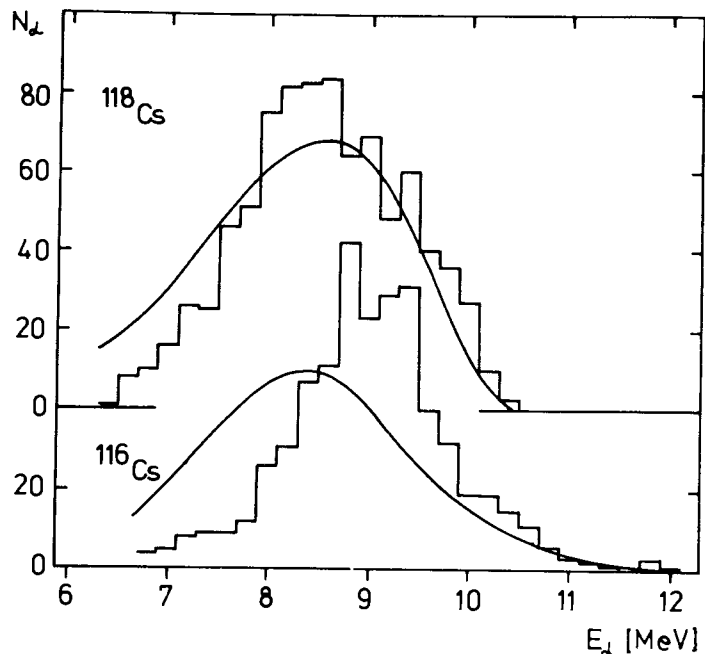
$$w_{p1} = \frac{I_{p1}}{I_{\beta 1}} (1-k) + k w_{p2}$$

$$k = \frac{\lambda_{\gamma}}{\lambda_{\beta}} \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}, \quad w_{p2} = \frac{I_{p2}}{I_{\beta 2}}$$

где индексы 1,2 относятся соответственно к изомерному и основному состояниям, $\lambda_1 = \lambda_{\gamma} + \lambda_{\beta}$, λ_2 - постоянные распада этих состояний. Отметим, что в I_{β} должен быть учтен возможный вклад от электронов конверсии. Таким образом, в этом случае для получения w_{p1} , $w_{\alpha 1}$ необходимо прямое измерение $\lambda_{\gamma}/\lambda_{\beta}$.

6. В таблице приведены расчетные значения w_{α} для различных значений I^{π} распадающегося состояния цезия. Расчеты выполнены на основе статистической модели процесса, которая обычно используется в аналогичных расчетах для запаздывающих протонов 1,3 . Резкое падение w_{α} с ростом спина исходного состояния ^{116}Cs является очевидным следствием того, что высокоспиновые состояния в конечном четно-четном ядре ^{112}Te расположены высоко по энергии /энергии уровней ^{112}Te с $I^{\pi} = 2^+, 4^+, 6^+, 8^+$ были приняты соответственно 800, 1600, 2500, 3500 кэВ на основе экстраполяции имеющихся экспериментальных данных для четно-четных изотопов теллура вплоть до ^{114}Te /. Для запаздывающих протонов столь резкой зависимости w_p от спина распадающегося состояния может не быть, т.к. для конечного в этом случае ядра ^{115}I характерна сравнительно большая плотность низколежащих состояний, спины которых могут меняться в широком диапазоне. Возможность расчета w_p осложняется незнанием детальной энергетической схемы и спинов низколежащих уровней ^{115}I . Тем не менее предположение о том, что основное и изомерное состояния ^{116}Cs имеют существенно отличающиеся спины, причем низкоспиновое состояние - короткоживущее /нечто похожее известно $^{8/}$ для ^{122}Cs /, является возможным вариантом интерпретации полученных данных. На рисунке экспериментальные спектры запаздывающих α -частиц $^{116}, ^{118}\text{Cs}$ сравниваются с рассчитанными по статистической модели. Любопытно, что в случае ^{116}Cs отклонение расчетного спектра от экспериментального не противоречит предположению о резонансной зависимости силовой функции β^+ -распада от энергии возбуждения дочернего ядра, сделанному в $^{3/}$ на основе аналогичного анализа спектра запаздывающих протонов.

7. Для изотопов $^{116}, ^{118}\text{Cs}$ измерены полные энергии $(\beta^+ - \alpha)$ -распада, равные $Q_{\beta} - B_{\alpha}$, где Q_{β} - энергия элект-



Сравнение экспериментальных спектров запаздывающих α -частиц $^{116, 118}\text{Cs}$ /гистограммы/ с рассчитанными по статистической модели в предположении $I^{\pi}=1^{+}$ для исходных состояний цезия.

ронного захвата материнского ядра, V_{α} - энергия связи α -частицы в дочернем ядре. Использовался метод $(\beta^{+}-\alpha)$ -совпадений, аналогичный методу $(\beta^{+}-p)$ -совпадений, впервые предложенному в работе ^{7,9} для измерения $Q_{\beta}-V_p$. В этом методе $Q_{\beta}-V_{\alpha}$ излучателя определяется из сравнения с расчетом экспериментально измеренного отношения выхода α -частиц в совпадении с позитронами к полному их выходу. Подобные измерения сейчас общеприняты для запаздывающих протонов, для запаздывающих α -частиц это первая попытка такого рода. Полученные значения $Q_{\beta}-V_{\alpha}$ изотопов $^{116, 118}\text{Cs}$, как и измеренные ранее ^{1,3} $Q_{\beta}-V_p$, хорошо согласуются с предсказанными на основе массовых формул Гарви-Кельсона и Зельдеса ^{10,11}.

Авторы благодарны академику Г.Н.Флерову за поддержку этой работы, В.И.Фурману за проведенные им расчеты коэффициентов трансмиссии α -частиц, В.А.Карнаухову за полезные обсуждения, а также группе эксплуатации циклотрона за обеспечение облучений.

Литература

1. Jonson B. e.a. In: Proc. of the 3rd Int. Conf. on Nucl. far from Stability, Cargese, Corsica (France), 1976, p.277.
2. Богданов Д.Д. и др. ЯФ, 1975, 21, с.233.
3. Богданов Д.Д. и др. ЯФ, 1976, 24, с.9.
4. Karnaukhov V.A. e.a. Nucl. Instr. and Meth., 1974, 5. 120, p.69.
5. Bogdanov D.D. e.a. Nucl. Instr. and Meth., 1976, 136, p.433.
6. Богданов Д.Д. и др. ОИЯИ, Р6-10443, Дубна, 1977.
7. Bogdanov D.D. e.a. Nucl.Phys., 1977, A275, p.229.
8. Ekström C. e.a. In: Proc. of the Int. Conf. on Nucl. far from Stability, Cargese, Corsica (France), 1976, p.193.
9. Бачо И. и др. ЯФ, 1968, 7, с.1153.
10. Garvey G.I. e.a. Rev.Mod.Phys., 1969, 41, no. 4.
11. Zeldes N., Grill A., Simevic A. Mat.Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk., 1967, 3, no. 5.

Рукопись поступила в издательский отдел 15 июня 1977 года.