

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ ·
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



Б-936

1/8-74
P15 - 10665

2935/2-27

В.С.Бутцев, Л.Вашарош, Ж.Ганзориг,
Ю.В.Норсеев, Д.Чултэм

КОНКУРЕНЦИЯ МЕЖДУ ЭМИССИЕЙ НЕЙТРОНОВ
И ДЕЛЕНИЕМ В РЕАКЦИИ $\text{Th} + \pi^-$

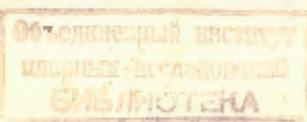
1977

P15 - 10665

В.С.Бутцев, Л.Вашарош, Ж.Ганзориг,
Ю.В.Норсеев, Д.Чултэм

КОНКУРЕНЦИЯ МЕЖДУ ЭМИССИЕЙ НЕЙТРОНОВ
И ДЕЛЕНИЕМ В РЕАКЦИИ $\text{Th} + \pi^-$

Направлено в ЯФ



Бутцев В.С. и др.

P15 - 10665

Конкуренция между эмиссией нейтронов и делением
в реакции $\text{Th} + \pi^-$

Показано, что распределение множественности нейтронов при по-
глощении отрицательных пионов сильно делящимися ядрами значительно
уже, чем для слабо делящихся ядер.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

P15 - 10665

Putsev V.S. et al.

Competition between the Neutron Emission
and Fission in the Reaction $\text{Th} + \pi^-$

The multiplicity distribution of neutrons in negative pion absorption by strongly fissioning nuclei is shown to be much narrower than that for weakly fissioning nuclei.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что в реакции (π^- , xn) на тяжелых ядрах множественность нейтронов имеет широкое распределение. Например, в области ядер с $Z \geq 82$ эмиссия 13 нейтронов имеет вероятность порядка $10^{-2}/1$. Однако для ядер с $Z \geq 90$ канал деления сильно конкурирует с эмиссией нейтронов /2/, и, как показано в работе /3/, эта конкуренция должна привести к значительному уменьшению средней множественности нейтронов, т.е. к узкому распределению остаточных изотопов по массам.

Степень подавления выхода изотопов с большим дефицитом нейтронов зависит от величины $\Gamma_n, \Gamma_f, B_n, B_f, a_a, a_f$ на всех ступенях протекания реакции.

На рис. 1 показано массовое распределение изотопов протактиния, образующихся в реакции $^{238}\text{U}(\pi^-, xn)$. Это распределение было рассчитано в работе /3/. Согласно расчетам, оно имеет вид быстроубывающей функции от X и ее значение при $X = 13$ должно составлять примерно $5 \cdot 10^{-7}$.

Настоящая работа посвящена экспериментальной проверке эффекта сужения распределения P(X) в случае реакции $^{232}\text{Th}(\pi^-, xn)$.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ И ЕГО РЕЗУЛЬТАТ

Мишень из металлического тория весом 2 г облучалась на пучке медленных пионов в течение 3,5 ч. При этом в мишени остановилось около 900 миллионов пионов. Число остановок определялось с помощью специального монитора.

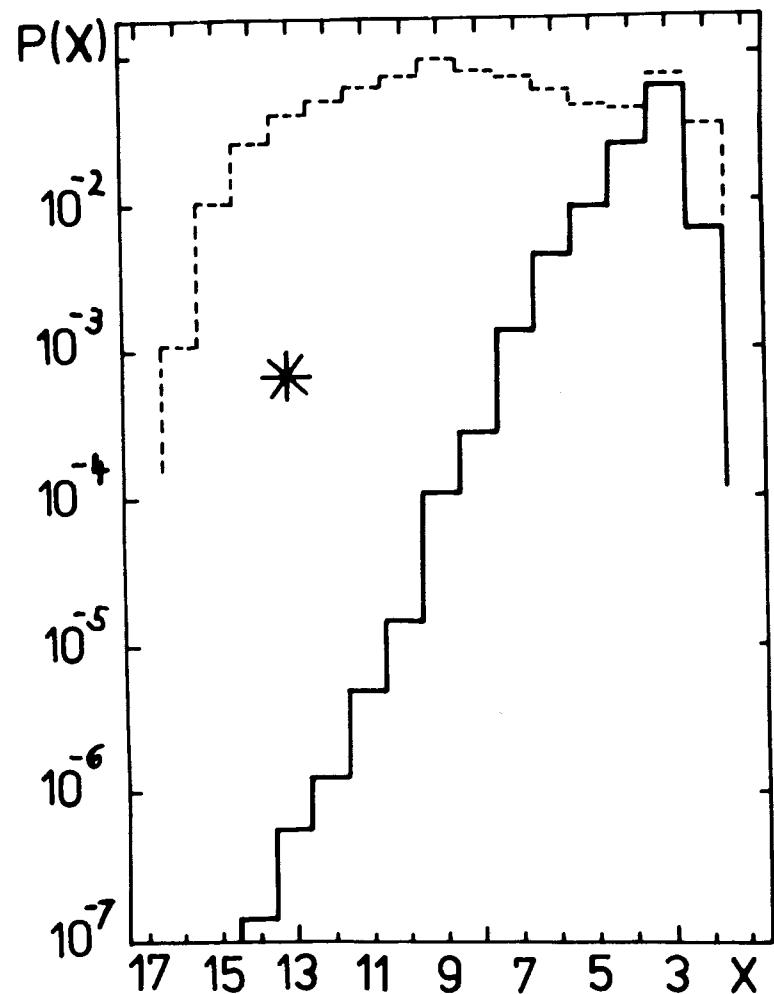


Рис. 1. Распределение множественности нейтронов в реакции $^{238}\text{U}(\pi^-, \text{xn})$: пунктирная кривая - без учета деления /расчет /3/, сплошная кривая - с учетом деления /расчет /3/. Звездочкой (*) показано экспериментальное значение $P/X = 13$ для ^{232}Th /настоящая работа/.

Изотопы актиния, образующиеся в реакции $\text{Th}(\pi^-, \text{xn})$, имеют короткие времена жизни. Поэтому для их идентификации могут быть использованы изотопы астата, являющиеся продуктами распада актиния /рис. 2/.

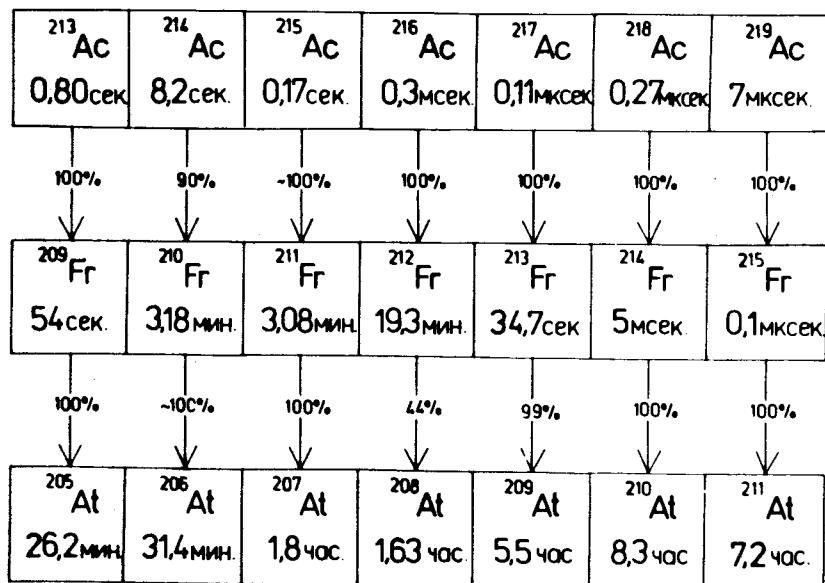


Рис. 2. Цепочки короткоживущих альфа-радиоактивных ядер, распадающихся на долгоживущие изотопы астата.

Долгоживущие изотопы астата с $A = 211-205$ соответствуют значениям множественности $X = 13-19$. Как видно из рис. 3, такие значения множественности не имеют энергетического запрета.

С методической точки зрения это обстоятельство является весьма благоприятным, так как астат с большой эффективностью выделяется из мишени радиохимическим методом. Нами применялся термохроматографический метод: атомы астата, выделившиеся при сгорании тория, осаждались на поверхности платиновой пластинки, образуя предельно тонкий источник радиоактивности. Химический выход /эффективность выделения и осаждения/ составлял 10%.

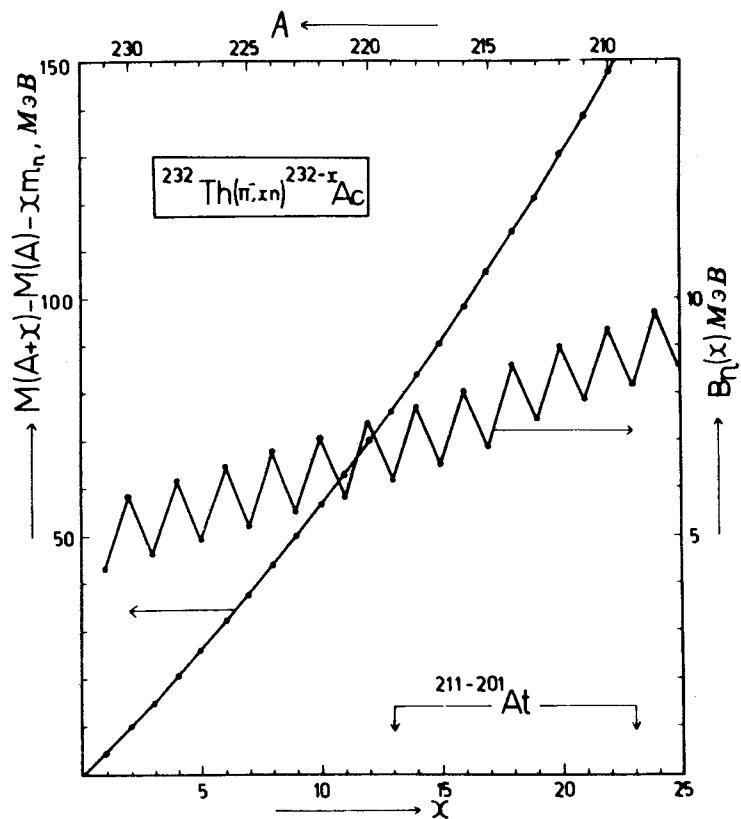


Рис. 3. Энергия связи последнего нейтрона и суммарная энергия связи нейтронов при последовательном их отрыве от ядра. Расчет по формуле Вайцзекера.

Спектр α -частиц измерялся на поверхностно-барьерном $\text{Si}(\text{Au})$ -детекторе. Время между концом облучения и началом измерения /время химической процедуры и транспортировки/ равнялось 1,75 ч. Из соображения статистики расстояние между детектором и источником было выбрано достаточно близким, но при этом энергетическое разрешение спектрометра оставалось $\lesssim 60 \text{ кэВ}/6 \text{ МэВ}$.

Измерение производилось в диапазоне энергии от 5 до 8 МэВ и продолжалось 5 ч.

Результат измерения представлен на рис. 4. Мы видим два интенсивных пика в спектре α -частиц, которые свидетельствуют об образовании ^{211}At в результате последовательного двукратного α -распада ^{219}Ac . Последний мог образоваться в реакции $\text{Th} + \pi^-$ лишь при вылете 13 нейтронов.

Прямое образование ^{215}Fr в реакции $\text{Th}(\pi^-, 2\text{p}15\text{n})$ и ^{215}Ra в реакции $\text{Th}(\pi^-, \text{p}16\text{n})$ сильно подавлено высоким кулоновским барьером ядра для протонов и большой энергией связи нейтронов. Поэтому ^{215}Fr и ^{215}Ra не могут дать значительного вклада в образование ^{211}At .

Число зарегистрированных распадов ^{211}At :

$$N_A \cdot \Phi_\pi \cdot \sigma_{13} \cdot Y \cdot G \cdot \epsilon \cdot T \approx 1,1 \cdot 10^4 / \text{суммарное число импульсов в двух пиках} /.$$

Число пионных остановок $N_A \cdot \Phi_\pi \cdot \sigma_t \cdot t_1 \approx 0,9 \cdot 10^9 / \text{показание монитора} /.$

Отношение парциального сечения вылета 13 нейтронов к полному сечению поглощения равно:

$$\sigma_{13} / \sigma_t \approx 1,2 \cdot 10^{-5} \cdot t_1 / Y \cdot G \cdot \epsilon \cdot T,$$

где $Y \approx 0,1$ - химический выход, $G \approx 0,5$ - геометрический фактор, $\epsilon \approx 1$ - эффективность регистрации α -частиц, $T = \frac{1}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_1}) e^{-\lambda t_2} (1 - e^{-\lambda t_3}) \approx 1$ - временной фактор, t_1, t_2, t_3 - времена облучения, охлаждения и измерения, λ - константа распада ^{211}At .

Получено следующее экспериментальное значение:

$$\sigma_{13} / \sigma_t \approx (7 \pm 2) \cdot 10^{-4}.$$

Для изотопов ^{210}At , ^{209}At , ^{208}At , ^{207}At установлена верхняя граница выхода, равная 10^{-4} .

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Как показал эксперимент, в реакции $^{232}\text{Th}(\pi^-, xn) ^{232-x}\text{Ac}$ $P(X=13)$ в 10^2 раз меньше, чем в реакции $\text{Pb}(\pi^-, xn)$.

Этот факт свидетельствует о том, что сужение распределения множественности нейтронов в случае делящихся ядер, действительно имеет место. Однако полученное экспериментальное значение для ^{232}Th в 10^3 раз

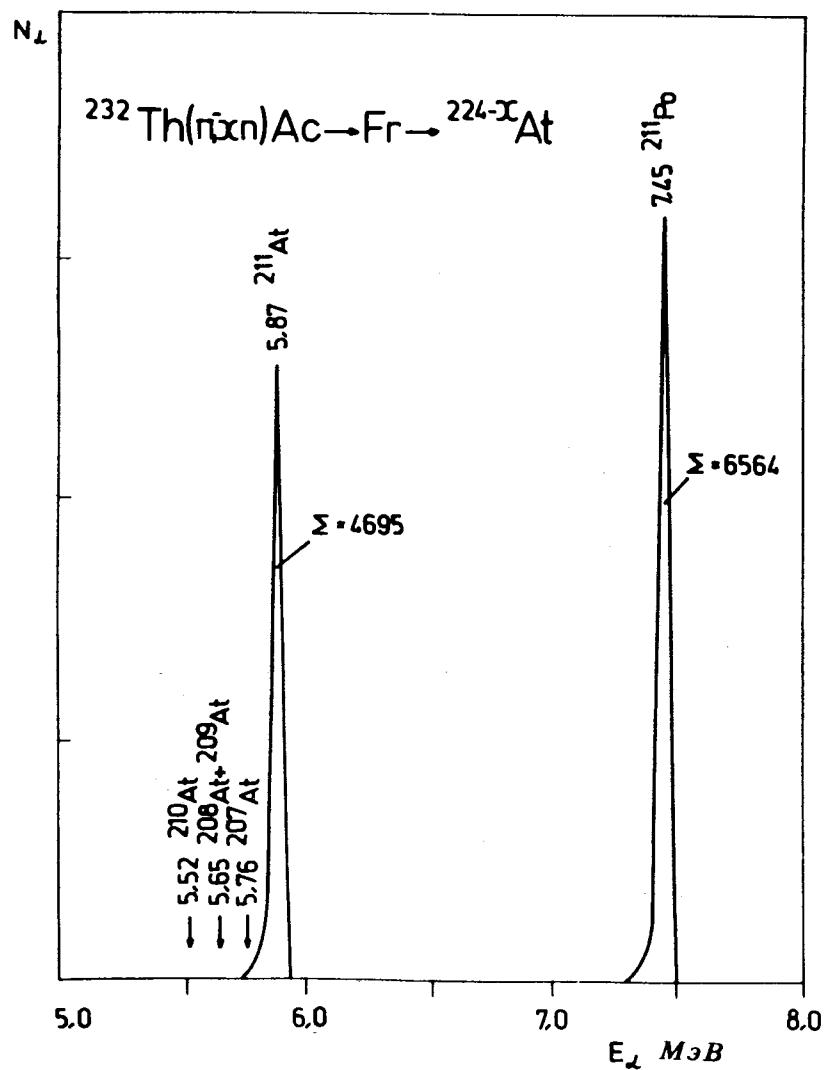


Рис. 4. Спектр альфа-частиц астата, химически выделенного из облученной пионами ториевой мишени.

превышает расчетное значение /3/ для ^{238}U . Последнее обстоятельство, по-видимому, связано с тем, что при одних и тех же значениях X , (Γ_n/Γ_f) для изотопов актиния значительно больше, чем для изотопов протактиния /4/.

Авторы благодарят В.П.Джелепова, К.Я.Громова, С.М.Поликанова, В.А.Халкина за поддержку эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бутцев В.С. и др. ЯФ, 1976, т. 23, вып. 1, с. 17.
2. Батусов Ю.А. и др. ЯФ, 1976, т. 23, 1169.
3. Iljinov A.S., Nazaruk V.I., Chigrinov S.E. Nucl. Phys., 1976, A268, 513.
4. Vandenbosch R., Huizenga J.R. Nuclear Fussion, Academic Press, N.Y.-London, 1973, p. 216.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 мая 1977 года.