

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ
(n,p) И (n,d) + (n,pn') + ($n,n'p$) НА ИЗОТОПЕ
 ^{207}Pb ДЛЯ $E_n = 12,0 - 20,3$ МЭВ

Г. Е. Беловицкий, О. С. Пресняк

УДК 539.125

Выполнены измерения энергетической зависимости суммарной активности реакций (n,p) + (n,d) + (n,pn') + ($n,n'p$) на изотопе свинца ^{207}Pb для нейтронов с энергией 12 - 19 МэВ. При $E_n = 14$ МэВ $\sigma(n,d + n, pn' + n, n'p)$ составляет около 10% от $\sigma(n,p)$, тогда как при $E_n = 19$ МэВ сечения этих реакций оказываются одинаковыми.

Исследования последних лет показали ограниченную применимость статистической модели ядерных реакций для описания экспериментальных данных по реакциям, вызываемым частицами с энергией >10 МэВ. Применение теории прямых реакций в ее классическом варианте улучшало описание только высокоэнергичной части спектра. В связи с этим в последние годы развиваются новые модельные представления, в основе которых лежит учет неравновесных процессов. Среди них наиболее простой и наглядной является экситонная модель, в которой состояния возбужденного ядра классифицируются по числу частиц и дырок, называемых экситонами $/I/$. Модель позволяет рассчитать интегральный доравновесный энергетический спектр частиц и сечение реакции, но не описывает угловых распределений.

С целью проверки применимости этой модели в $/2/$ одним из авторов были проведены расчеты функции возбуждения реакций (n,p) для восьми ядер с $Z \geq 48$ и $E_n = 10 - 20$ МэВ, которые показа-

ли хорошее согласие с экспериментом. Для проверки ее пригодности к магическим ядрам, где модель ферми-газа не корректна, нами были предприняты измерения функции возбуждения реакции (n,p) на трех изотопах свинца и ^{209}Bi . Результаты для ^{206}Pb и ^{208}Pb для $E_n = 13,4 - 20,3$ МэВ опубликованы в /3а/, и ^{207}Pb и ^{209}Bi для $E_n = 13,4 - 14,8$ МэВ в /3б/.

В настоящей работе приведены результаты измерений энергетической зависимости сечения (n,p) и $(n,d) + (n,pn') + (n,n'p)$ реакций на изотопе свинца ^{207}Pb в интервале энергий нейтронов $I_2 - 20$ МэВ.

Эксперимент выполнялся активационным методом. Реакция (n,p) на ^{207}Pb с $Q = -0,7$ МэВ идентифицировалась по наведенной β -активности. Остаточное ядро ^{207}Tl является чистым β -излучателем с $E_{\beta\text{max}} = 1,4$ МэВ и $T_{I/2} = 4,77$ мин. На этом изотопе возможны реакции (n,d) с $Q = -5,6$ МэВ и $(n,pn') + (n,n'p)$, которые из-за близких распадных характеристик остаточного ядра ^{206}Tl , являющегося чистым β -излучателем, практически неотделимы от основной: ^{206}Tl имеет $T_{I/2} = 4,3$ мин и $E_{\beta\text{max}} = 1,6$ МэВ.

Таким образом, экспериментальные данные, полученные активационным методом, дают суммарное сечение реакций $(n,p) + (n,d) + (n,pn') + (n,n'p)$. Поскольку в эксперименте использовались обогащенные образцы ^{207}Pb (состав $^{207}\text{Pb} - 79\%$, $^{208}\text{Pb} - 18\%$, $^{206}\text{Pb} - 3\%$), могут создавать помехи реакции (n,d) , $(n,n'p)$, (n,pn') на ^{208}Pb , приводящие к тому же остаточному ядру ^{207}Tl , а также реакция (n,p) на ^{208}Pb , ведущая к остаточному ядру ^{208}Tl с $T_{I/2} = 3,1$ мин. Могут давать вклад продукты реакций $^{208}\text{Pb}(n,t)^{206}\text{Tl}$ и $^{206}\text{Pb}(np)$, имеющие $T_{I/2} = 4,2$ мин и $E_{\beta\text{max}} = 1,52$ МэВ, а также $^{208}\text{Pb}(nd)$. При энергии нейтронов > 17 МэВ, возможно, сказывается влияние реакции $^{206}\text{Pb}(n,3n)^{204}\text{Pb}$.

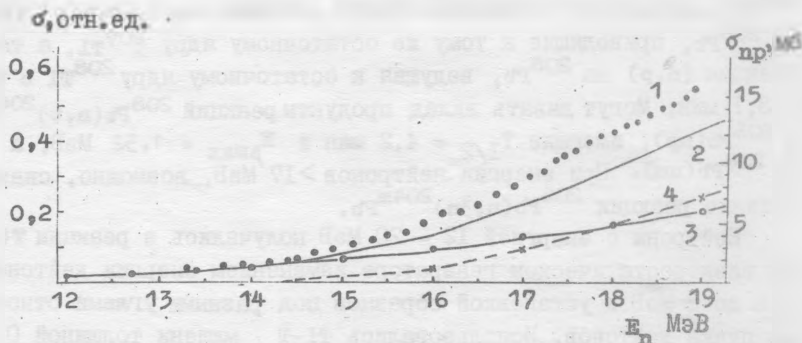
Нейтроны с энергией $I_2 - 20$ МэВ получались в реакции $T(dn)$ на электростатическом генераторе изменением энергии дейтонов от 0,8 до 3 МэВ и установкой образцов под разными углами относительно пучка дейтонов. Использовались Ti-T мишени толщиной 0,5 - 1,5 $\text{мг}/\text{см}^2$. Калибровка ускорителя и толщина мишеней контролировались по порогу (p,n) реакции.

Образцы ^{207}Pb (пластины размером 30 x 50 мм и толщиной 0,4 мм) устанавливались на расстоянии 5 см от мишени узкой стороной к источнику нейтронов. Время облучения составляло 6 мин. Ак-

тивность образцов измерялась на установках, представляющих 2 счетчика СБТ-10, имеющих рабочую площадь 30 см^2 , смонтированных окнами друг к другу и помещенных для уменьшения фона в свинцовый цилиндрический экран толщиной 5 см. Счетчики работали в гейгеровском режиме.

Мониторирование первичного пучка нейтронов осуществлялось активацией образцов ^{27}Al , ^{28}Si , ^{138}Ba , которые устанавливались под углом 120° к пучку дейтонов. Для этого угла энергия нейтронов ($\approx 13,4 \text{ МэВ}$) не зависит от энергии дейтонов. Мониторные образцы обладали $T_{1/2}$ близким к 5 минутам, и большим сечением реакции, ^{138}Ba имел обогащение 99,8%. Использовалась реакция $^{138}\text{Ba}(n,2n)$ с $Q = -8,61 \text{ МэВ}$. Активность изомера ^{137m}Ba , испускающего γ -лучи с $E_\gamma = 0,66 \text{ МэВ}$, измерялась на Ge-Id спектрометре. Более удобными оказались мониторы из алюминия и кремния. Использовались реакции $^{27}\text{Al}(np)$ и $^{28}\text{Si}(np)$ Их β -активность измерялась на тех же установках, что и образцов ^{207}Pb . Кроме того, они обеспечивали большую статистическую точность. Наблюдалось хорошее совпадение результатов при использовании разных мониторов.

Зависимость суммарной активности ^{207}Pb , включая активность от ^{206}Pb и ^{208}Pb , от энергии нейтронов в диапазоне $E_n = 12 - 20 \text{ МэВ}$ представлена на рис. 1 (кривая 1). Для разных серий экспериментальная ошибка на доверительном уровне 0,7 составляет 2 - 5%.



Р и с. 1. Энергетическая зависимость: 1 - суммарной активности облученных образцов (эксперимент); 2 - суммарной активности ^{207}Pb ; 3 - сечения реакции (n,p) , рассчитанного по экситонной модели; 4 - суммарного сечения реакций $(n,d) + (n,pn') + (n,n'p)$ на ^{207}Pb

Кривая включает также вышеописанные паразитные реакции. Чтобы исключить вклад реакций, идущих на ^{208}Pb , одновременно облучали и затем измеряли активности образцов ^{207}Pb и ^{208}Pb . Активность ^{208}Pb с учетом его содержания в ^{207}Pb вычиталась из полученной активности образцов ^{207}Pb . Аналогично учитывался вклад от ^{206}Pb . Активность, оставшаяся после вычета активностей, связанных с ^{206}Pb и ^{208}Pb , представляла собой вклад реакций $(n,p) + (n,d) + (n, pn') + (n, n'p)$ на ^{207}Pb . Энергетический ход этих активностей представлен на рис. I (кривая 2). Затем активности, полученные из расчетных значений сечения реакции (n,p) , были вычтены из исправленных экспериментальных суммарных активностей ^{207}Pb и получен энергетический ход активностей реакций $(n,d) + (n, pn') + (n, n'p)$ на ^{207}Pb . Эти результаты также представлены на рис. I. Кривая 3 представляет собой использованные нами при разделении данные расчета σ_{np} по экситонной модели. Так как расчеты σ_{np} для многих ядер и в том числе для $^{206}, ^{208}\text{Pb}, ^{209}\text{Bi}$ хорошо согласуются с экспериментальными данными, согласие для ^{207}Pb должно быть таким же.

Ход активностей от реакций $(n,d) + (n, pn') + (n, n'p)$ представлен кривой 4. Видно, что при $E_n = 18$ МэВ активности от реакции (n,p) и $(n,d) + (n, pn') + (n, n'p)$ сравниваются. Аналогичный результат был получен в работе /4/ для ядра ^{186}W .

Если считать, что при $E_n = 14,5$ МэВ $\sigma(n,d + n, pn' + n, n'p) = 0,2\sigma(n,p)$, а не $0,1\sigma(n,p)$, как было принято нами выше при разделении активностей, тогда суммарная активность реакций $(n,d + n, pn' + n, n'p)$ при 19 МэВ превышает не только активность от реакции (n,p) , но и сумму активностей от всех реакций на ^{207}Pb . Поэтому наше предположение, что $\sigma(nd + n, pn' + n, n'p) = 0,1\sigma(n,p)$ не противоречит эксперименту.

Следует отметить, что число работ по измерению сечений реакций (n,d) , (n, pn') , $(n, n'p)$ на тяжелых элементах крайне мало, и измерялось, в основном, суммарное сечение этих реакций. Подавляющее большинство их выполнено для энергии нейтронов 14,5 МэВ. Из анализа этих работ (см., например, /4/, /5/) можно заключить, что суммарное сечение этих реакций не превышает 20% от сечения (n,p) реакции. Известно, что реакция (n,d) в основном прямая, причем, с увеличением A этот эффект выражается сильнее, а передний максимум уменьшается по абсолютной величине /6/ и составляет:

для $A = 10$ $\sigma = 10$ мб/ср; $A = 50$ $\sigma = 0,5$ мб/ср и для $A = 200$ $\sigma \leq 0,08$ мб/ср. Для $A \approx 200$ среднее по углам сечение $\leq 0,02$ мб/ср, что дает полное интегральное сечение $\leq 0,20$ мб.

Реакция $(n, n'p)$ при $E_n = 14,5$ МэВ для $A \approx 60$ имеет заметное сечение ≥ 50 мб, так как испускание протона после вылета нейтрона более вероятно из-за малых Q_{np} по сравнению с $Q_{n,2n}$. С увеличением A растет избыток нейтронов и высота кулоновского барьера, что ведет к преобладанию реакции $(n, 2n)$, а вылет протона возможен в основном на предравновесной стадии. Реакция (n, pn') в тяжелых ядрах из-за большого кулоновского барьера может идти лишь на предравновесной стадии. В этой области ядер реакция (n, pn') должна иметь большое сечение по сравнению с $(n, n'p)$, так как в первом случае вылет высокоэнергичного протона более вероятен.

Расчеты, проведенные в /7/ с учетом предравновесных процессов на первой стадии реакции, показали, что сечения реакций (n, pn') увеличиваются в сравнении с расчетом по испарительной модели в 2,1 раза, $(n, n'p)$ - в 1,3 раза, а вероятность вылета протона увеличивается в 4,9 раза, тогда как вероятность вылета нейтрона почти не меняется. Хотя сечения и увеличиваются для ядер в области свинца, по абсолютной величине они остаются довольно малыми ($< 10^{-1}$ мб). Таким образом, имеющиеся расчеты позволяют сделать вывод, что для тяжелых ядер суммарное сечение реакций $(nd + n, n'p + n, pn')$ не превышает в большинстве случаев величины 0,4 - 0,5 мб для $E_n = 14,5$ МэВ, что не противоречит экспериментальным данным, полученным активационным методом.

В заключение следует отметить, что сечения реакции (n, d) , $(n, n'p)$, (n, pn') быстро растут с увеличением E_n и при 18 - 20 МэВ могут превышать σ_{np} . В нашем случае их суммарное значение 7 мб. Возможно, это имеет место и для других тяжелых ядер.

Институт ядерных исследований АН СССР.

Поступила в редакцию
2 сентября 1980 г.

Л и т е р а т у р а

1. J. J. Griffin, Phys. Rev. Lett., 19, 57 (1966).
2. Г. Е. Беловицкий, Краткие сообщения по физике ФИАН № 10, 19 (1975).

3. а) Г. Е. Беловицкий, О. С. Пресняк, Л. В. Сухов, Краткие сообщения по физике ФИАН № 2, 23 (1978). б) Нейтронная физика, ч. 4, стр. 209, 1976 г. (Материалы 3-й конференции по нейтронной физике, Киев, 1975 г.).
4. D. Barry, Proc. Phys. Soc., 74, 632 (1959); W. Lu, R. W. Fink, Phys. Rev., C4, 1173 (1971).
5. S. M. Qaim, S. Stöcklin, Proc. 8-th Symp. on Fission Technology, Noordwijkerhout, 1974, EUR 5182e, p.939; S.M.Qaim, Proc. 9-th Symp. on Interaction of Fast Neutrons with Nuclei, Gaussig (Dresden) DDR, 1979.
6. A. Valkovic et. al., Phys. Rev. B, 139, 331 (1965).
7. К. Зайдель, Д. Зелигер, А. Майстер, Нейтронная физика, ч.4, стр. 149, 1976 г. (Материалы 3-й конференции по нейтронной физике, Киев, 1975 г.).