

УДК 539.17.01

## КУЛОНОВСКАЯ ДИССОЦИАЦИЯ НЕЙТРОННО-ИЗБЫТОЧНЫХ ЯДЕР ПРИ ИХ ПРОЛЕТЕ ЧЕРЕЗ ТОНКИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ПЛЕНКИ В РЕЖИМЕ КАНАЛИРОВАНИЯ

В. П. Заварзина, А. В. Степанов

*Предложен новый экспериментальный метод получения параметров структуры нейтронно-избыточных ядер по угловым и энергетическим распределениям продуктов кулоновской диссоциации таких ядер при их пролете через тонкие кристаллические пленки в режиме каналирования, позволяющем исключить ядерное взаимодействие и уменьшить неопределенности в данных по фрагментации.*

Появление вторичных пучков ядер, образованных при фрагментации ядра-снаряда в столкновении ядер при высоких энергиях, сделало возможным изучение свойств экзотических ядер, содержащих избыток нейтронов [1-4]. Такие пучки нейтронно-обогащенных ядер предоставляют возможность изучать свойства ядерного вещества в условиях, переходных от реализующихся в обычных ядрах, к условиям ядерной материи [5]. Были измерены сечение взаимодействия  $\sigma_i$ , определенное как полное сечение процессов с изменением числа протонов и (или) нейтронов в ядре-снаряде, сечение удаления двух нейтронов  $\sigma_{-2n}$  в процессе ( $^{11}\text{Li}, ^9\text{Li}$ ) (регистрируются ядра  $^9\text{Li}$ ) и угловые распределения вылетающих нейтронов. Эти данные дают возможность получить информацию о распределении нейтронов по импульсу в ядре  $^{11}\text{Li}$  и о радиусе облака нейтронов (нейтронное гало) вокруг центрального кора в ядре, перегруженном нейтронами [1, 2, 6, 7]. Вследствие относительной малости ( $\sim 0,2$  МэВ) энергии связи валентных нейтронов у этих ядер, радиусы нейтронного гало оказываются аномально велики ( $\gtrsim 10$  Фм) [8]. Представляет интерес изучение свойств гигантского дипольного резонанса в таких ядрах, природа которого пока не ясна [5].

Среди широкого круга физических задач, которые предполагается решить с помощью подобной методики, наибольший интерес, по-видимому, представляет изучение поведения валентных нейтронов из нейтронного гало экзотических ядер. Эти нейтроны свободны от протонного окружения, которое всегда присутствует в обычных ядрах. Поэтому появляется возможность изучать нейтрон-нейтронное взаимодействие в условиях низкой плотности, т.е. взаимодействие почти свободных нейтронов [5, 6]. Это взаимодействие играет критическую роль в образовании связанного состояния ядра  $^{11}\text{Li}$  [9], и имеет право на существование модель, согласно которой ядро  $^{11}\text{Li}$  представляет собой слабосвязанную систему динейтрона и центрального кора  $^9\text{Li}$ . Сильным указанием на нейтрон-нейтронную корреляцию в гало является интенсивный максимум в угловом распределении нейтронов в реакции ( $^{11}\text{Li}$ ,  $^9\text{Li}$ ) [5-7].

Как известно, для извлечения структурных параметров ядра из характеристик взаимодействия этого ядра с ядром-мишенью необходимо быть уверенным в однозначности механизма их взаимодействия. Идеальным механизмом с этой точки зрения для изучения свойств экзотических ядер следует считать электромагнитное расщепление (ЭР) или диссоциацию. Однако в полной мере этот механизм проявляется только при энергиях ниже кулоновского барьера, когда механизм чисто ядерного взаимодействия оказывается подавленным. При более высоких энергиях реакция срыва нейтронов из гало нестабильного ядра происходит как за счет электромагнитного, так и за счет ядерного взаимодействия. Процедура выделения вклада электромагнитного взаимодействия включает модельный расчет ядерного (сильного) взаимодействия и пренебрежение их интерференцией. Такой подход, разумеется, вносит серьезные неопределенности в окончательное значение сечения ЭР  $\sigma_{ed}$  несмотря на то, что в случае использования тяжелых мишеней ( $\text{Au}$ ,  $\text{Pb}$ ) оно составляет приблизительно половину от полного сечения взаимодействия  $\sigma_i$  (т.е. при  $\sigma_i \simeq 1,79$  бн  $\sigma_{ed} \simeq 0,89$  бн) [1, 2]. Адекватность расчетов матричных элементов ядерного взаимодействия установлена при сравнении с результатами экспериментов на пучках стабильных ядер. Перенесение этой методики расчета на случай пучков нестабильных ядер может также внести неконтролируемые погрешности в результаты. Экстраполяция результатов измерения сечений взаимодействия радиоактивных ядер с мишенями с низким атомным номером  $Z_t$ , когда вклад ЭР пренебрежимо мал, к случаю мишеней с большими  $Z_t$ , также может внести существенную неопределенность в параметры ЭР. Полученные таким образом сечения  $\sigma_{ed}$  оказываются слабо зависящими от модели ядра  $^{11}\text{Li}$  [8]. Угловые распределения нейтронов, испущенных при расщеплении ( $^{11}\text{Li}$ ,  $^9\text{Li}$ ), обусловленном кулоновским взаимодействием и ядерным

(сильным) взаимодействием, оказываются весьма сходными по форме [10], поскольку фрагментация, вызываемая как тем, так и другим взаимодействием, происходит при больших прицельных расстояниях.

Приведенные выше аргументы приводят к заключению о необходимости реализовать такую экспериментальную ситуацию, когда один из механизмов взаимодействия ядер оказывается подавленным. Поскольку наиболее благоприятной областью энергий для наблюдения развала ядер является область вблизи 100 МэВ/нуклон [11], этой цели можно добиться при постановке эксперимента в варианте, предлагаемом авторами, а именно при регистрации вторичных ядер  ${}^9\text{Li}$ , образовавшихся в результате кулоновского расщепления ядер  ${}^{11}\text{Li}$  во время их пролета через тонкую кристаллическую пленку в режиме каналирования, и (или) регистрации вылетевших нейтронов. В режиме каналирования пучок ядер  ${}^{11}\text{Li}$  оказывается сконцентрированным вдали от атомных плоскостей кристалла-мишени [12–15]. Удаление каналированной частицы от цепочки атомов решетки оказывается по порядку величины равным амплитуде тепловых колебаний атомов в веществе ( $\sim 10^{-9}$  см). Поэтому ядерное (сильное) взаимодействие оказывается существенно подавленным [14–16]. Расчет матричных элементов кулоновской диссоциации ядер свободен от тех неопределенностей, которые присущи вычислению матричных элементов чисто ядерного взаимодействия. Величина матричного элемента кулоновского взаимодействия определяется вкладом парциальных волн с большими орбитальными моментами, а следовательно, и большими прицельными расстояниями. Поэтому исключение взаимодействия сталкивающихся ядер при малых расстояниях не может существенно уменьшить величину сечения ЭР (напомним, что оно составляет для тяжелых мишеней  $\sim 1$  бн). В режим каналирования могут быть захвачены до 99% всех частиц, падающих на кристаллическую пленку [14–15]. Возможность регулирования заселенностей уровней поперечного движения в межплоскостном пространстве [15, 16] позволит контролировать малые вклады чисто ядерного взаимодействия.

Для получения оценок воспользуемся известным методом эквивалентных фотонов. При столкновении ядер с лоренц-фактором  $\gamma$  и прицельным параметром  $b$  могут быть возбуждены с заметной вероятностью состояния с энергией возбуждения вплоть до  $E_{max} = \hbar c \gamma / b$  (критерий неадиабатичности столкновения). При  $E_{max} = 0,2$  МэВ и  $\gamma = 2$  имеем предельное значение прицельного параметра  $b = 2 \cdot 10^3$  Фм =  $0,2 \cdot 10^{-9}$  см. Трудности расчета сечений реакции ЭР ядер в режиме каналирования сопряжены с учетом фактора искажения падающей и уходящей волн в теории возмущений с искаженными волнами и с оценкой влияния процессов деканалирования ядер

пучка. Эти процессы определяют фоновые условия эксперимента. Важным фактором, который необходимо исследовать, является экранирующее действие атомных электронов.

Расчет сечений ЭР каналированных ядер можно ограничить некогерентным приближением, т.е. учитывать коллективное влияние ядер кристалла-мишени только на формирование пучка каналированных ядер и опустить интерференционные вклады в матричный элемент собственно процесса ЭР. Когерентное возбуждение ядер, пролетающих через кристалл (эффект Окорокова) [17], требует для своей реализации использования пучков ультрарелятивистских ядер и учета высоких гармоник в спектре электромагнитного поля, действующего на ядро при его пролете через кристалл.

Процессы когерентного электромагнитного возбуждения и дезинтеграции стабильного ультрарелятивистских ядер при их пролете через кристалл были проанализированы в работах [18].

Авторы признательны В. А. Сергееву за полезные дискуссии.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (93-02-3333).

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] T a n i h a t a I. et al. Phys. Lett., **B206**, 592 (1988). T a n i h a t a I. Hyperfine Interact., **21**, 251 (1985).
- [2] K o b a y a s h i T. et al. Phys. Lett., **B232**, 51 (1989); Phys. Rev. Lett., **60**, 2599 (1988).
- [3] O s h i m a M. et al. Nucl. Instr. Meth., **A312**, 425 (1992).
- [4] W o u t e r s J. M. et al. Zeit. Phys., **A331**, 229 (1988).
- [5] T a n i h a t a I. Nucl. Phys., **A522**, 275 (1991).
- [6] T a n i h a t a I. Nucl. Phys., **A488**, 113 (1988).
- [7] A n n e R. et al. Phys. Lett., **B250**, 19 (1990).
- [8] B e r t s c h G. F. et al. Phys. Rev., **C42**, 758 (1990).
- [9] B e r t s c h G. F., E s b e n s e n H. Ann. of Phys., **209**, 327 (1991).
- [10] E s b e n s e n H. Phys. Rev., **C44**, 440 (1991).
- [11] B e r t u l a n i C. A., H u s s e i n M. S. Nucl. Phys., **A524**, 306 (1991).
- [12] Л и н д х а р д Й. УФН, **99**, 249 (1969).
- [13] Т о м п с о н М. УФН, **99**, 297 (1969).

- [14] К а л а ш н и к о в Н. П. Когерентные взаимодействия заряженных частиц в монокристаллах. М., Атомиздат, 1981.
- [15] К у м а х о в М. А., К о м а р о в Ф. Ф. Излучение заряженных частиц в твердых телах. Минск, изд. Университетское, 1985.
- [16] В о р о б ь е в С. А. Каналирование электронных пучков. М., Энергоатомиздат, 1984.
- [17] О к о р о к о в В. В. ЯФ, 2, 1009 (1965).
- [18] П и в о в а р о в Ю. Л. В кн. Проблемы применения эффектов каналирования частиц кристаллами в физике высоких энергий краткие сообщения. Протвино, 1991 г. с. 116; P i v o v a r o v Yu. L. et al. Nucl. Phys., A509, 800 (1990).

Институт ядерных исследований РАН

Поступила в редакцию 3 февраля 1993 г.