

О ВОЗМОЖНОСТИ ОБНАРУЖЕНИЯ СЛАБЫХ НЕЙТРАЛЬНЫХ ТОКОВ В ЛЕГКИХ КЛАСТЕРИЗУЮЩИХСЯ ЯДРАХ

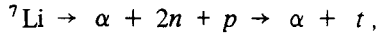
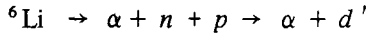
М.М.Нестеров, И.С.Окунев

Предложен новый механизм слабого взаимодействия в легких ядрах, который позволяет связать эффекты несохранения четности в малонуклонных системах с эффектами в легких кластеризующихся ядрах. На примере реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ предлагается вариант расчета P -нечетной асимметрии ($\vec{\sigma}_n, p_t$) на основе данных о процессе $nd \rightarrow t$ с учетом кластерной структуры ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$.

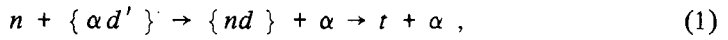
В области средних и тяжелых ядер эффекты несохранения четности в реакциях с нейтронами связывают с образованием компаунд-резонансов противоположной четности¹. Такой сложный механизм, приводя к усилению эффектов, не позволяет, к сожалению, извлекать параметры слабого нуклон-нуклонного взаимодействия из экспериментальных данных. С другой стороны, при взаимодействии нейтронов с простыми малонуклонными системами эффекты несохранения четности допускают количественную интерпретацию, однако их экспериментальное исследование для нейтронов низких энергий крайне затруднено, в частности, из-за малой величины этих эффектов. В реакциях с легкими ядрами в тех случаях, когда можно описать эти реакции в рамках кластерной модели, возникает другая возможность изучения эффектов несохранения четности, которая характеризуется следующими особенностями. Во-первых, такие реакции допускают относительно простую теоретическую интерпретацию, поскольку в рамках кластерной модели участвующие в реакции ядра состоят из небольшого количества кластеров и для ее анализа можно применять методы, используемые при анализе малонуклонных систем²⁻⁶. Во-вторых, можно ожидать, что эффекты несохранения четности в легких ядрах не будут такими малыми, как в случае взаимодействия малонуклонных систем с нейтронами очень низких энергий, причем для появления этих эффектов вовсе необязательно присутствие в возбужденном ядре компаунд-резонансов противоположной четности.

В качестве примера, иллюстрирующего предложенную возможность изучения эффектов несохранения четности в данной работе рассмотрена оценка угловой корреляции между спином поляризованного нейтрона, падающего на ядро и направлением вылета трития ((типа ($\vec{\sigma}_n, p_t$)) в реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$, где $\vec{\sigma}_n$ — характеризует поляризацию нейтрона, а p_t — направление вылета трития. Основной вклад в эту корреляцию вносит слабый нейтральный ток и поэтому такая реакция с поляризованными нейтронами представляет особый интерес. Оценку величины эффектов несохранения четности в этом процессе будем проводить вводя гамма-тонны слабых взаимодействий, полученный в приближении однобозонного обмена⁷ и используя константы слабого нуклон-нуклонного взаимодействия, соответствующие обмену π -, ρ -, ω -мезонами.

Специфической чертой этого процесса является то обстоятельство, что участвующие в реакции возбужденного ядра ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ вплоть до энергии возбуждения 20 – 25 МэВ могут быть представлены в виде ^{2, 3}

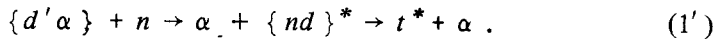


причем теория, хорошо описывающая практически все экспериментальные данные дает 70%-ю степень кластеризации ядра ${}^6\text{Li}$ в виде α -частицы и дейтона d' , деформированного в ее поле, и 100% степень кластеризации ядра ${}^7\text{Li}$ в виде α -частицы и ядра трития t . Поэтому, исходя из кластерной модели мы будем рассматривать процесс ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ в следующем виде:



т. е. как трехчастичную реакцию подхвата ⁸.

Оценку сильных взаимодействий между дейтоном, нейтроном и α -частицей будем проводить в приближении бесконечно большой массы α -частицы, сводя задачу к случаю точечного взаимодействия нейтрона и дейтона, находящихся во внешнем поле. Эти приближения позволяя решить задачу аналитически, не меняют основного вывода о доминировании слабого нейтрального тока в рассматриваемом процессе. Другой существенной особенностью рассматриваемой задачи является аномально малая величина сечения процесса захвата $nd \rightarrow t$. Это обстоятельство позволяет считать, что основной вклад в процесс слабого взаимодействия в рассматриваемой реакции дает процесс образования трития противоположной четности t^* при захвате нейтрона дейтоном в поле α -частицы:



Действительно, в рассматриваемом приближении попытка описать процесс соударения нейтрона с дейтоном, находящимся на одном из дискретных уровней внешнего поля α -частицы сводится к решению уравнения следующего вида ⁸

$$\tau^{nd}(p_t) = \hat{T}_{nd} \{ \varphi_d \chi_n - \hat{G} \tau^{nd} \}, \quad (2)$$

где φ_d , χ_n – волновые функции дейтона и нейтрона соответственно, G – разность трехчастичной функции Грина отвечающей гамильтониану взаимодействующих с внешним полем нейтрона и дейтона, но без учета их взаимодействия друг с другом и свободной функции Грина G_0 , \hat{T}_{nd} – оператор рассеяния нейтрона на дейтоне. Величина $\tau^{nd}(p_t)$ непосредственным образом связана с амплитудой вероятности интересующего нас процесса, так, что решение уравнения (2) в рамках паде-приближения позволяет получить сечение рассматриваемого процесса в области тепловых энергий нейтронов. Сравнительно небольшое отличие величины получаемого при этом сечения (около 700 бн) от экспериментальной величины (~ 900 бн) позволяет надеяться, что такой подход может служить базой для получения реалистической оценки интересующего нас P -нечетного эффекта. В этом случае часть функции $\tau^{nd}(\bar{p}_t)$, описывающая слабые взаимодействия в системе $\Delta\tau^{nd}$ может быть записана в виде

$$\Delta\tau^{nd} = \Delta\hat{T}_{nd} \{ \varphi_d \chi_n - \hat{G} \tau^{nd} \} + \hat{T}_{nd} \{ \varphi_d \Delta\chi_n + \Delta\varphi_d \chi_n - \Delta\hat{G} \tau^{nd} \} + \hat{T}_{nd} \hat{G} \Delta\tau^{nd}. \quad (3)$$

Здесь в $\Delta\hat{T}_{nd}$ учтен вклад слабых эффектов в процессе nd -взаимодействия и поэтому первый член правой части уравнения (3) соответствует P -нечетной части амплитуды nd -рассеяния. Вторым членом в правой части уравнения (3), описывающим P -нечетную корреляцию

цию, возникающую в $n\alpha$ - и $d\alpha$ -взаимодействиях можно пренебречь, поскольку вклад $n\alpha$ -взаимодействия в P -нечетную часть мал ⁷, а $d\alpha$ -взаимодействие в случае неполяризованного ядра ${}^6\text{Li}$ в интересующую нас корреляцию вклада не дает. Таким образом оценка амплитуды вероятности образования трития противоположной четности в процессе ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ сводится к решению уравнения

$$\Delta T^{nd} = \Delta \hat{T}_{nd} \{ \varphi_d \chi_n - G \hat{T}^{nd} \}. \quad (4)$$

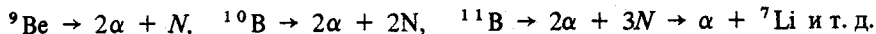
Структуру этого уравнения можно пояснить следующим образом. При учете перерассеяний, как показано в ⁵ на примере nd -системы акт слабого взаимодействия происходит в конце цепочки многократных взаимодействий. Учет же слабого взаимодействия не в nd -системе приводит к тому, что в ответ войдет аномально малая амплитуда процесса $nd \rightarrow t$ и это обстоятельство обеспечит дополнительную малость. В силу вышесказанного можно получить реалистическую оценку интересующего нас эффекта, решая уравнение (4) в ферми-приближении (учет члена $\Delta \hat{T}_{nd} \varphi_d \chi_n$) и показать, что коэффициент P -нечетной корреляции $(\bar{\sigma}_n \bar{p}_t)$ может быть записан, используя амплитуду рассеяния нуклона на покоящемся дейтоне в состоянии с $J = 1/2$ в следующем виде ⁵

$$\alpha \approx (2f_\pi - \frac{4}{15} h_\rho^0) \frac{|\bar{K}_n^2|^{1/2}}{M}, \quad (5)$$

где f_π , h_ρ^0 — константы слабого взаимодействия, соответствующие обмену π -мезоном и ρ -мезоном без изменения изоспина ($\Delta T = 0$), M — масса нуклона. Такая ситуация, когда в ответ входит слабая амплитуда процесса $nd \rightarrow t$, происходящего в поле α -частицы сохраняется и при отказе от фермиевского приближения (учет членов $\Delta \hat{T}_{nd} G \hat{T}^{nd}$) в уравнении (4)). При этом учет эффектов перерассеяния и, кроме того, эффектов отдачи, не меняя вида выражения (5), может уменьшить α не более чем в 2 раза. Важным обстоятельством отражающим увеличение эффекта, является зависимость α от средне-квадратичного импульса нейтрона в ядре $|\bar{K}_n^2|^{1/2}$, для оценки величины которого можно воспользоваться моделью гармонического осциллятора $K_n^2 = 2M \frac{5}{2} \hbar \omega$, где $\hbar \omega = B_N = 7,6$ МэВ. Пользуясь кластерной моделью ядра можно оценить и среднеквадратичный импульс дейтона в ядре ²: $K_d^2 \approx \approx 0,04 \text{ fm}^{-2}$. Таким образом, основной вклад в интересующий нас эффект происходит в процессе взаимодействия довольно энергичного нейтрона с импульсом порядка 25 — 30 МэВ с практически неподвижным дейтоном, происходящем в поле α -частицы. Тот факт, что вклад нейтрального тока доминирует в формуле (5) остается неизменным при всех используемых в настоящее время для оценки слабых форм факторов однобозонного обмена вариантах ядерных сил. Увеличение энергии нейтрона в ядре, приводящее к увеличению эффекта практически не меняет соотношения между вкладами обусловленными обменами π -, ρ - и ω -мезонами. Действительно это соотношение определяется величиной слабых формфакторов однобозонного обмена, практически не зависящих от энергии нейтрона. В случае стандартной модели слабых взаимодействий можно выбрать $f_\pi = 12$, $h_\rho^0 = -30$ (в единицах 10^{-8}) и получить следующую оценку:

$$\alpha \approx (-0,06 h_\rho^2 + 0,45 f_\pi) \sim 3 \cdot 10^{-7}.$$

Таким образом, в том случае, если импульс взаимодействующего в ядре нейтрона не мал эффект увеличивается даже в реакциях с тепловыми нейтронами. Обнаружение эффекта на этом уровне позволит впервые надежно оценить вклад слабого нейтрального тока, связанного с обменом π -мезоном, т. е. константу f_π . Существует целый ряд легких ядер, которые тоже вплоть до энергии возбуждения 20 — 25 МэВ могут быть представлены в кластери-



Для этих ядер можно использовать ту же кластерную модель ядра при оценке эффектов слабого взаимодействия и по вышеприведенным причинам надеяться, что эти эффекты не будут аномально малыми. В этом случае появляется возможность определить полный набор констант слабого нуклон-нуклонного взаимодействия в единой серии экспериментов на легких кластеризующихся ядрах.

Авторы благодарны В.М.Лобашеву и В.А.Весне за полезные обсуждения.

Литература

1. Сушков О.Р., Фламбаум В.В. Препринт ИЯФ 80-148, Новосибирск, 1980 (JETP Lett., 1980, 32, 352).
2. Kukulin V.I. et al. N.P., A, 1984, 417, 128.
3. Toshitaka Kajono et al. Nucl. Phys. A, 1984, 413, 323.
4. Toshitaka Kajino et al. Nucl. Phys. A, 1984, 414, 185.
5. Москалев А.Н. ЯФ, 1968, 8, 1156.
6. Москалев А.Н. ЯФ, 1969, 9, 163.
7. Desplanques B. et al. Ann. Phys., 1980, 124, 449.
8. Базь А.И., Зельдович Я.Б., Переломов А.М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М.: Наука, 1971.

Ленинградский институт информатики и автоматизации
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
27 октября 1988 г.