ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р4 - 3153

В.Б. Беляев, Р.А. Эрамжян

К ВОПРОСУ ОБ АСИММЕТРИИ НЕЙТРОНОВ ПРИ μ - ЗАХВАТЕ НА ЯДРАХ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1967.

P4 - 3153

В.Б. Беляев, Р.А. Эрамжян

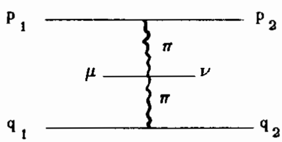
К ВОПРОСУ ОБ АСИММЕТРИИ НЕЙТРОНОВ ПРИ μ - ЗАХВАТЕ НА ЯДРАХ

Вопрос об объяснении аномально большой асимметрии нейтронов, наблюдающейся[1] в реакции

$$\mu^- + X \to X' + n + \nu ,$$

до сих пор остается открытым; различные оценки[2], проводимые в рамках одночастичного гамильтониана взаимодействия, приводят к величине асимметрии меньшей единицы.

В данной работе коэффициент асимметрии нейтронов вычисляется в рамках 2-частичного гамильтониана взаимодействия, впервые использованного в работе[3] (для оценки вклада этого механизма в полную вероятность захвата) и возникающего из рассмотрения диаграмм вида:



(1)

Можно привести некоторые соображения в пользу двухчастичного механизма μ-захвата для случая выхода нейтронов больших энергий. С ростом энергии вылетающего нейтрона (а именно при "больших" энергиях нейтронов и наблюдается большая асимметрия) доля энергии, приходящаяся на нейтрино, падает и механизм захвата должен приближаться к механизму захвата π-мезонов, которые, как известно, захватываются на парах.

С другой стороны, известно, что почти все экспериментально наблюдаемые фазы нуклон-нуклонного рассеяния в области энергий >10 Мэв удовлетворительно аппроксимируются совокупностью одномезонных диаграмм, соответствующих обмену π , ρ , ω и других мезонов [4]. Если эти диаграммы столь существенны в нуклон-нуклонном взаимодействии, то представлялось бы странным отсутствие диаграмм вида (1) в μ -захвате.

Итак, гамильтониан взаимодействия, соответствующий диаграмме (1) и перекрестной диаграмме, имеет вид:

$$H_{12} = \frac{iG}{(4\pi)^2}\left(\frac{g}{2M}\right)^2 [\tau_3(1)\tau_-(2) - \tau_-(1)\tau_3(2)](\bar{\sigma}_1\bar{\nabla}_1)(\bar{\sigma}_2\bar{\nabla}_2)\vec{j}_L(\vec{\nabla}_1 - \vec{\nabla}_2)G(\bar{r}_1\bar{r}_2), \qquad (1)$$

где

$$\vec{j}_L = \langle \nu | (1 - \bar{\sigma}\bar{\nu})\vec{\sigma} | \mu \rangle$$

$$G(r_1 r_2) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int d^3x\, e^{-i\bar{k}_\nu \bar{x}} \phi(x) \frac{e^{-\mu|\bar{r}_1 - \bar{x}| - \mu|\bar{r}_2 - \bar{x}|}}{|\bar{r}_1 - \bar{x}||\bar{r}_2 - \bar{x}|}$$

$\phi(x)$ – волновая функция μ^- -мезона на K -орбите.

Так как нас будет интересовать только угловое распределение нейтронов, то все постоянные множители в H_{12} будем опускать. Таким образом,

$$H_{12} = \vec{j}^L \cdot \vec{j}^N .$$

$w(\theta) = \int Sp\rho_f\, d\omega_{n_Я}$ – искомая вероятность,

$\rho_f = H\rho_i H^+$ – конечная матрица плотности,

$\rho_i = \frac{1}{2}(1 + \vec{\xi}\vec{\sigma})$ – спиновая матрица плотности, описывающая μ -мезоны с поляризацией $\vec{\xi}$.

Так как проблема в целом очень сложна, то на первом этапе нас будет интересовать только принципиальная возможность достижения асимметрией своего максимального значения. Поэтому будем считать, что μ -захват происходит на ядре со спином 0 , имеющем два нуклона сверх замкнутой оболочки; в конечном состоянии имеем один вылетевший нуклон и ядро-остаток в основном состоянии. В качестве радиальных функций используем осцилляторные функции.

При этих предположениях (некоторые из них не обязательны и приняты лишь для простоты), а также при условии (3), коэффициент асимметрии нейтронов с энергией 25-30 Мэв оказывается весьма близким к +1.

$Sp\rho_f$ можно представить в виде:

$$Sp\rho_f = T_{kk'} \cdot Sp\langle b|j_k|a\rangle\langle a|j^+_{k'}|b\rangle ,$$

$$T_{kk'} = Sp(1-\bar{\sigma}\bar{\nu})\sigma_k(1+\vec{\xi}\vec{\sigma})\sigma'_k(1-\sigma\nu) =$$

$$= 2(1+\vec{\xi}\vec{\nu})\delta_{kk'} - 2(\xi_k\nu_{k'} + \xi_{k'}\nu_k) - 2i\nu_j\epsilon_{jkk'} - i\xi_j\epsilon_{jkk'} + i\nu_k\nu_j\xi_\rho\epsilon_{k'j\rho} -$$

$$- i\nu_{k'}\nu_j\xi_\rho\epsilon_{kj\rho} + i\nu_\rho(\vec{\xi}\vec{\nu})\epsilon_{k'k\rho} - \text{лептонный шпур}$$

$|a\rangle$ - радиальная и угловая функция начального ядра;

$|b\rangle$ - радиальная и угловая функции конечного ядра + нуклон в непрерывном спектре.

Будем считать теперь, что имеет место условие

$$\left(\frac{\bar{p}_я}{p}\right)^2 \ll 1 , \qquad (3)$$

где $\bar{p}_я$ - средний импульс ядра отдачи, p - импульс нейтрона с энергией $\approx \frac{\mu}{3}$.
Возможность выполнения условия (3) мы обсудим позднее.

С учетом условия (3) выражения для матричных элементов токов $\langle b|j_k|a\rangle$ существенно упрощаются и мы получаем:

$$\langle b|j_k|a\rangle = p_k(\bar{\sigma}_1\bar{p})\sigma_i^{(2)}[T_i - b_1p_i] - p^2b_2(\bar{\sigma}_1\bar{p})\sigma_k^{(2)} \qquad (4)$$

Индексы 1 и 2 у спиновых матриц относятся к вылетевшему нуклону и конечному ядру соответственно.

Здесь введены следующие обозначения:

$$T_i = \int d^3q \frac{\exp[-\frac{1}{4a_0}(\bar{p}-\bar{q})^2]}{(q^2+\mu^2)[(\bar{q}-\bar{p})^2+\mu^2]}[i(\bar{q}-\bar{p})_i F(\bar{q}-\bar{p}) - F_i(\bar{q}-\bar{p})]$$

$$F(\bar{q}-\bar{p}) = \int \psi^*_{n'\ell'\mu'}(\vec{r}) e^{-i(\bar{q}-\bar{p})\bar{r}} \psi_{n\ell\mu}(\bar{r}) d^3r$$

$$F_i(\bar{q}-\bar{p}) = \int \Psi^*_{n'\ell'\mu'}(\vec{r}) e^{-i(\bar{q}-\bar{p})\bar{r}} \nabla_i \Psi_{n\ell\mu}(\bar{r}) d^3r .$$

$\Psi_{n\ell\mu}$ – волновые функции нуклона, оставшегося в ядре.

Так как интеграл T_i зависит только от одного вектора $\vec{p}$, то можно написать:

$$T_i = f p_i ,$$

функции b_1 и b_2 определяются разложением

$$T_{ik} = b_1 p_i p_k + p^2 b_2 \delta_{ik} ,$$

где

$$T_{ik} = \int d^3q \frac{\exp[-\frac{1}{4a}(\bar{q}-\bar{p})^2]}{(q^2+\mu^2)[(\bar{q}-\bar{p})^2+\mu^2]}[(\bar{q}-\bar{p})_i F(\bar{q}-\bar{p}) + (\bar{q}-\bar{p})_k F_i(\bar{q}-\bar{p}) -$$

$$- i(\bar{q}-\bar{p})_i(\bar{q}-\bar{p})_k F(\bar{q}-\bar{p}) + iF_{ik}(\bar{q}-\bar{p})]$$

$$F_{ik}(\bar{q}-\bar{p}) = \int \psi^*_{n'\ell'\mu'}(\vec{r}) e^{-i(\bar{q}-\bar{p})\bar{r}} \nabla_i \nabla_k \psi_{n\ell\mu}(\bar{r}) d^3r .$$

Исходя из структуры тока (4), легко установить, что вклад в вероятность дают не все члены тензора $T_{kk'}$, а только 2 из них:

$$2\{[1+(\bar{\xi}\bar{\nu})]\delta_{kk'} - (\xi_k V_{k'} + \xi_{k'} \nu_k)\} . \qquad (5)$$

Подставляя (4) и (5) в выражение для $Sp\rho_f$, получаем

$$Sp\rho_f = 2[\Omega_1 + (\bar{p}\bar{\xi})\Omega_2] . \qquad (6)$$

Интегрируя по углам $\vec{p}_я$, получаем

$$\int \Omega_1 d\omega\bar{p} = 4\pi^6 |f - b_1 - b_2|^2 \qquad (7)$$

$$\int \Omega_2 d\omega\bar{p} = 4\pi p^5 |f - b_1 - b_2|^2 ,$$

откуда для коэффициента асимметрии a в угловом распределении нейтронов

$$W = 1 + a\xi \cos\theta$$

из (6), (7) и (2) получаем значение +1.

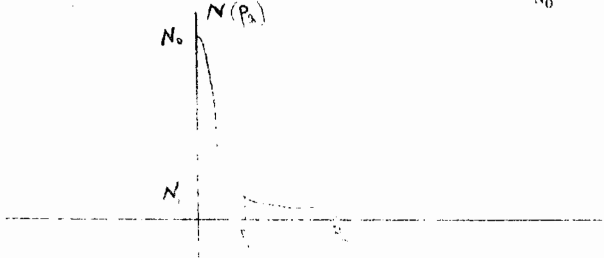
Сразу заметим, что полученная здесь величина коэффициента асимметрии не зависит от констант слабого взаимодействия; это обстоятельство обусловлено чисто векторной природой эффективного гамильтониана μ-захвата (1). Заметим также, что знак асимметрии, как это следует из (7), не зависит от конкретного вида ядерных матричных элементов f, b_1 и b_2, а является следствием лишь двух условий: выражения (4) для ядерного тока и условия (3). Структура тока (4) является, в свою очередь, следствием структуры эффективного гамильтониана (1) и условия (3). Обсудим теперь условие (3).

По определению имеем:

$$\bar{p}_я = \frac{\int_0^{p_m} p_я N(p_я)\, d^3 p_я}{\int_0^{p_m} N(p_я)\, d^3 p_я},$$

где $N(p_я)$ – спектр ядер отдачи,

т.е. для определения не зависящего от моделей значения $\bar{p}_я$ необходимо было бы знать экспериментальный спектр ядер отдачи в реакции $\mu + x \to x' + n + \nu$. При форме спектра с малой амплитудой на "хвосте", т.е. $\frac{N_1}{N_0} \ll 1$ вида:



условие (3) может выполняться; такая форма спектра не противоречит эксперименту на [illegible]. В [illegible] видеть, что $\bar{p}_я$ будет слабо зависеть от массы ядра, за исключением, конечно, очень легких ядер, где условие (3) будет нарушаться очевидным образом, т.е. в соответствии с рассматриваемым механизмом μ-захвата асимметрия при больших энергиях нейтронов на очень легких ядрах не должна стремиться к своему максимальному значению

Литература

1. В.С. Евсеев и др. Ядерная физика т. 4, в. 2, стр. 342 (1966).
2. И.С. Шапиро, Э.И. Долинский, Л.Д. Блохинцев. ДАН СССР 116, 946 (1957).
   L. Wolfenstein. Nuovo Cim., 7, 706, 1958.
   R. Klein, T. Neal, L. Wolfenstein, Phys. Rev., 138, B86, 1965.
   В.Г. Зелевинский. Ядерная физика, т. 4, в. 5, стр. 1021 (1966).
3. M. Bertero, G. Passatore, G.A. Viano. Nuovo Cimento, v. 38, N 4, p. 1669 (1965).
4. Л.С. Ажгирей, В.И. Чижиков. Препринт ОИЯИ Р-2584, Дубна 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 февраля 1967 г.