

ОБ ИЗОТОПИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ ЯДЕРНЫХ СИЛ,
НЕ СОХРАНЯЮЩИХ ЧЕТНОСТЬ

О.Л.Далькаров

В работе Блин-Стойла и Фешбаха [1] вычислена асимметрия вылета нуклонов в реакции $\gamma + \alpha \rightarrow n + p$ относительно плоскости поляризации падающего излучения. Эта асимметрия возникает за счет несохраняющего четность слабого взаимодействия между нуклонами, предсказываемого универсальной теорией в варианте V-A. Потенциал слабого взаимодействия в [1] отвечал двухнуклонному обмену [2], и его изотопическая структура представляла собой суперпозицию изоскаляра и неприводимого изотензора второго ранга. Однако фактически в амплитуду рассматриваемого процесса дает вклад только изоскалярная часть.

В настоящей работе оценивается возможный вклад в тот же эффект статической изовекторной части слабого межнуклонного взаимодействия, которому отвечает потенциал, имеющий вид:

$$V(r) = V_1(r) (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \frac{\vec{r}}{r} [\vec{\tau}_1 \times \vec{\tau}_2]_0, \quad (1)$$

где \vec{r} - расстояние между нуклонами $\vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2, \vec{\tau}_1, \vec{\tau}_2$ - соответственно операторы спина и изотопического спина нуклонов 1 и 2.

Изучение изотопических правил отбора в ядерных переходах, не сохраняющих четность, представляет интерес с точки зрения $SU(3)$ - симметрии элементарных частиц [3], которая, в предположении отсутствия слабых нейтральных токов, предсказывает усиление изоскалярной части по сравнению с изовекторной и изотензорной.

Дифференциальное сечение рассматриваемого процесса может быть записано в виде:

$$\sigma(\theta, \varphi) = \sigma_0(\theta, \varphi) [1 + \gamma(\theta, \varphi) (\vec{P} \vec{e}) (\vec{P} \vec{I})], \quad (2)$$

где σ_0 - сечение фоторасщепления, сохраняющее четность, $\vec{P} = \vec{P}_1 - \vec{P}_2$ - единичный относительный нуклонный импульс, \vec{e} и \vec{I} - единичные векторы в направлении электрического и магнитного полей пада-

шего γ -кванта, θ - угол между векторами \vec{P} и \vec{k} ($\vec{k} = [\vec{e} \times \vec{k}]$ - единичный вектор в направлении падающего излучения) ζ - угол между плоскостью реакции (\vec{P}, \vec{k}) и плоскостью (\vec{k}, \vec{k}).

Рассматриваемый эффект обусловлен интерференцией $E1$ - и $M1$ -переходов. Дейтрон находится в состоянии ${}^3S_1 + \alpha {}^3P_1$, где примесь состояния 3P_1 обусловлена действием не сохраняющего четность изовекторного потенциала слабого взаимодействия. Нетрудно убедиться, что интерферируют между собой следующие переходы: ${}^3S_1 \rightarrow {}^3P_1$, 3P_0 , 3P_2 , ($E1$) и ${}^3P_1 \rightarrow {}^1P_1$ ($M1$). Матричный элемент $E1$ -переходов мал при энергиях γ -квантов вблизи порога и достигает заметной величины при энергиях E_γ γ -квантов порядка или больше $2E_\alpha$ (E_α - энергия связи дейтрона).

Асимметрия вылета нуклонов определяется как:

$$\Delta(\theta, \varphi) = \frac{\sigma(\theta, \varphi) - \sigma(\theta, -\varphi)}{\sigma(\theta, \varphi) + \sigma(\theta, -\varphi)} = \gamma(\theta, P)(\vec{P}\vec{e})(\vec{P}\vec{k}) = \gamma_1 \cos^2 \varphi \quad (3)$$

В рассматриваемой области энергий, как показано в [1], коэффициент γ_1 практически не зависит от θ . Вычисления с помощью потенциала (I) дают для γ_1 следующую формулу (в нулевом приближении по радиусу действия сил протон - нейтрон):

$$\gamma_1 = \frac{16(\mu_1 - \mu_2) [\cos(\delta_1^1 - \delta_1^3) + 3\cos(\delta_1^1 - \delta_2^3)]}{5/6 + 3/2 \cos(\delta_2^3 - \delta_1^3) + 2/3 \cos(\delta_2^3 - \delta_0^3)} \cdot \frac{I_M}{E_\gamma I_E}, \quad (4)$$

где I_M и I_E - радиальные матричные элементы $M1$ и $E1$ - переходов:

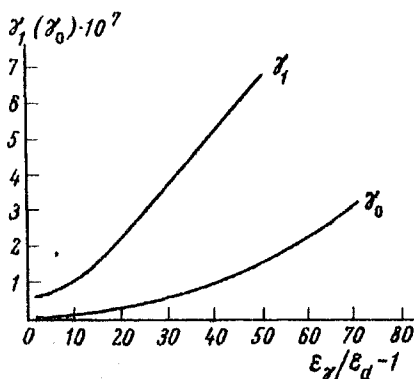
$$I_M = \int_0^\infty j_1(\kappa z) V_1(z) R(z) z^2 dz, \quad I_E = \int_0^\infty j_1(\kappa z) R(z) z^3 dz,$$

$j_1(\kappa z)$ - сферическая функция Бесселя, $R(z)$ - волновая функция дейтрона, δ_1^1 , δ_0^3 , δ_1^3 и δ_2^3 - фазы рассеяния, соответственно в состояниях 1P_1 , 3P_0 , 3P_1 и 3P_2 , μ_1 и μ_2 - магнитные моменты нейтрона и протона в ядерных магнетонах.

Для вычисленных оценок выбран потенциал, соответствующий обмену одним заряженным пионом:

$$V_1(z) = g \frac{e^{-\mu z}}{z} (1 + \mu z^{-1}),$$

где $1/\mu$ — комптоновская длина волны π -мезона ($\lambda=c=1$). Известно, что однопиконный обмен (см. [3,4]) возможен только при участии в процессе слабого взаимодействия нуклонов виртуальных странных частиц, т.е. только за счет существования не сохраняющих странность слабых токов. В соответствии с теорией унитарной симметрии слабого взаимодействия [5] численное значение кон-



станты g выбрано равным примерно $1/15$ аналогичной константы в потенциале Блин-Стойля. Ожидаемая асимметрия должна иметь порядок величины 10^{-6} – 10^{-7} .

Зависимость γ_1 от энергии приводится на рисунке. Экспериментальные значения фаз взяты из работы [6]. Для сравнения на рисунке приводится кривая из работы [1] для аналогичного коэффициента γ_0 , отвечающего изоскалярной части потенциала Блин-Стойля.

В заключение автор выражает глубокую благодарность И.С.Шапиро за постановку задачи и постоянное внимание к работе.

Поступило в редакцию
1 июня 1965 г.

Литература

- [1] R.J.Blin-Stoyle, H.Feshbach. Nucl. Phys., 27, 395, 1961.
[2] R.J.Blin-Stoyle. Phys. Rev., 118, 1605, 1960.

- [3] R.Dachen, S.Frautschi, M.Gell-Mann, Y.Hara. Reprint CALT-68-2.
- [4] G.Barton. Nuovo Cim., 19, 512, 1961.
- [5] N.Cabibbo. Phys. Rev.Lett., 10 531, 1963.
- [6] G.Breit, M.H. Hull, K.E.Lassila, K.D. Pyatt. Phys. Rev., 120, 2227, 1960.