

C-16

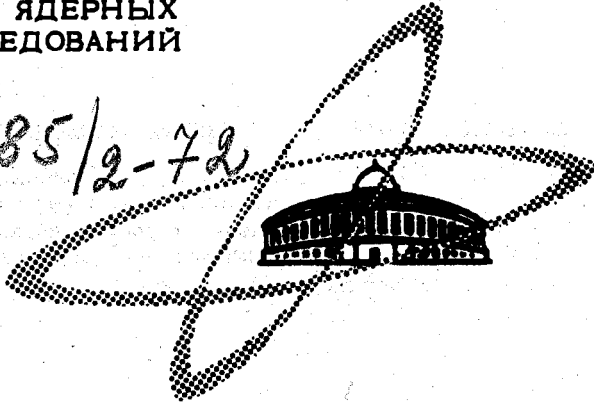
2/4 72

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

3285/2-72

P4 - 6592



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Ю.А.Салганик, Р.А.Эрамжян

ПОЛЯРИЗАЦИЯ НЕЙТРОНОВ
В ЯДЕРНОМ μ^- -ЗАХВАТЕ

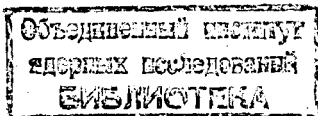
1972

Р4 - 6592

Ю.А.Салганик, Р.А.Эрамжян

ПОЛЯРИЗАЦИЯ НЕЙТРОНОВ
В ЯДЕРНОМ μ -ЗАХВАТЕ

Направлено в ЯФ



Теоретический анализ асимметрии углового распределения высокоэнергетических нейтронов от захвата поляризованных μ -мезонов ядрами выявил ряд интересных особенностей указанной величины. В настоящее время можно считать установленным, что:

а) асимметрия существенным образом определяется так называемыми скоростными членами эффективного мюон-нуклонного гамильтониана /1/;

б) взаимодействие в конечном состоянии между нейтроном и ядром-остатком заметно сказывается на ее величине, изменяя ту монотонную зависимость, которую дает плоскотоволновое приближение /2,3/;

в) учет короткодействующих нуклон-нуклонных корреляций увеличивает выход быстрых нейтронов, не приводя к качественно новым явлениям в поведении асимметрии /4/.

Совместное исследование различных характеристик одного и того же процесса в едином подходе позволит лучше понять его основные закономерности. В настоящей работе проводится анализ степени поляризации нейтронов в тех же приближениях, в которых к настоящему времени проведен анализ асимметрии и спектра. В рамках прямого механизма рассматривается процесс

$$\mu^- + (A, Z) \rightarrow (A-1, Z-1) + n + \nu \quad (1)$$

на примере реакции захвата μ^- -мезонов ядром ${}^4\text{He}$. Взаимодействие в конечном состоянии между нейтроном и тритием учитывается посредством оптического потенциала, короткодействующие нуклон-нуклонные корреляции вводятся, следуя Джастрову /5/. В работе используется эффективный гамильтониан μ^- -захвата /6/, содержащий все члены порядка p_i/M , где p -импульс нуклона в ядре, а M -его масса. Степень поляризации нейтронов Δ определяется следующим образом:

$$\Delta = \frac{\text{Spur}(\sigma_3 \rho)}{\text{Spur}(\rho)},$$

$\sigma_3 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$, ρ - спиновая матрица плотности системы. Иными словами,

$$\Delta = \frac{\omega(+\frac{1}{2}) - \omega(-\frac{1}{2})}{\omega(+\frac{1}{2}) + \omega(-\frac{1}{2})}, \quad (2)$$

$\omega(\kappa)$ -вероятность вылета нейтрона с проекцией спина на ось z , равной κ (ось квантования параллельна направлению поляризации мюонного пучка). Выражение для Δ можно переписать в виде ($E = \frac{p^2}{2M} \frac{A}{A-1}$):

$$\Delta = \frac{\sum_{i=1}^3 B_i(E)}{\sum_{i=1}^3 A_i(E)}, \quad (3)$$

$$B_1 = \int (G_A^2 i_{\mu} [\vec{M}_2 \times \vec{M}_2^*] + 2 \text{Re} \{ G_V G_A (\mu \vec{M}_2) M_1^* - G_V G_P (\vec{\mu} \vec{\nu}) (\nu \vec{M}_2) M_1^* + G_A G_P i_{\mu} [\vec{\mu} \times \vec{\nu}] \cdot \vec{M}_2^* (\nu \vec{M}_2) \}) d\vec{P} d p_{\nu} d \Omega_P, \quad (4a)$$

$$B_2 = \int \frac{2}{M} \operatorname{Re} \{ -G_V g_V i [\vec{\mu} \times \vec{\nu}] \vec{M}_3 M_1^* - G_V g_A (\vec{\mu} \vec{\nu}) M_1^* M_4 + \\ + G_A g_V (\vec{\mu} \vec{\nu}) (\vec{M}_2^* \vec{M}_3) - G_A g_V (\vec{\mu} \vec{M}_2^*) (\vec{\nu} \vec{M}_3) + \} d\vec{P} d p_\nu d\Omega_p, \quad (4б)$$

$$+ (G_P - G_A) g_V (\vec{\nu} \vec{M}_2^*) (\vec{\mu} \vec{M}_3) + G_A g_A i [\vec{\mu} \times \vec{\nu}] \vec{M}_2^* M_4 \} d\vec{P} d p_\nu d\Omega_p,$$

$$B_3 = \int \frac{1}{M^2} \{ g_V g_{VA} \operatorname{Re} (\vec{\mu} \cdot \vec{M}_3) M_4^* + g_V^2 i \vec{\mu} [\vec{M}_3^* \times \vec{M}_3] \} d\vec{P} d p_\nu d\Omega_p, \quad (4в)$$

$$A_1 = \int \{ G_V^2 |M_1|^2 + G_A^2 |M_2|^2 + (G_P - 2G_A) G_P |\vec{\nu} \cdot \vec{M}_2|^2 \} d\vec{P} d p_\nu d\Omega_p, \quad (4г)$$

$$A_2 = \int \frac{2}{M} \operatorname{Re} \{ -G_V g_V (\vec{\nu} \vec{M}_3) M_1^* + G_A g_V i \vec{\nu} [M_2^* \times M_3] + \\ + (G_P - G_A) g_A (\vec{\nu} \vec{M}_2^*) M_4 \} d\vec{P} d p_\nu d\Omega_p, \quad (4д)$$

$$A_3 = \int \frac{1}{M^2} \{ g_V^2 |M_3|^2 + g_{VA}^2 |M_4|^2 \} d\vec{P} d p_\nu d\Omega_p. \quad (4е)$$

В выражениях (4-а)-(4-е) G_V , G_A , G_P , g_V и g_A общепринятые обозначения констант эффективного мюон-нуклонного взаимодействия, $\vec{\mu}$ и $\vec{\nu}$ - единичные векторы в направлении спина мюона и в направлении вылета нейтрино, соответственно, а M_i ($i = 1, 2, 3, 4$) - ядерные

матричные элементы, использованные в работах /1-3/. Величины A_i совпадают с аналогичными величинами, введенными в нашей работе /2/ при изучении спектра и асимметрии нейтронов в рассматриваемом процессе. Что же касается величин B_i , то, как уже отмечалось /7/, билинейные комбинации матричных элементов, определяющие поляризацию, вообще не входят в асимметрию, и наоборот. В A_1 и B_1 собраны члены нулевого порядка по p_i/M , в A_2 и B_2 -первого, а в A_3 и B_3 -второго. Ранее /2/ мы указывали на обоснованность учета в выражении для дифференциальной вероятности процесса членов, сгруппированных у нас в A_3 и B_3 , несмотря на то, что в эффективном гамильтониане опущены члены, пропорциональные p_i^2/M^2 . Непосредственно выполненные расчеты /3/ подтверждают указанную концепцию. С другой стороны, опускать величины A_3 и B_3 , принимая во внимание A_2 и B_2 в тех случаях, когда матричные элементы типа $\langle P_i/M \rangle$ дают заметный вклад, совершенно непоследовательно. Для определения матричных элементов M_i необходимо задать функции начального и конечного ядерных состояний. В качестве некоррелированных функций ядер ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ были взяты полностью симметричные S -состояния, дающие, как известно, основной вклад в истинные волновые функции. Радиальная зависимость некоррелированных функций выбрана гауссоидальной. Функция относительного движения нейтрона и трития находилась численным решением уравнения Шредингера с оптическим потенциалом. Короткодействующие нуклон-нуклонные корреляции в волновых функциях начального и конечного ядер принимались во внимание по методу Джастрова /5/. В приближении, которое обычно называют соответствующим учету лишь парных корреляций, коррелированная волновая функция системы A частиц $\Psi^c(1,2,\dots,A)$ может быть записана в виде:

$$\Psi^c(1, 2, \dots, A) = \frac{1}{(1 - \delta)} \Psi(1, 2, \dots, A) \left\{ 1 - \frac{1}{2} \sum_{i < j}^A \phi(r_{ij}) \right\}, \quad (5)$$

где $\Psi(1, 2, \dots, A)$ - некоррелированная волновая функция системы, $\phi(r_{ij})$ - корреляторы.

$$\delta = \langle \Psi(1, 2, \dots, A) | \sum_{i < j}^A \phi(r_{ij}) | \Psi(1, 2, \dots, A) \rangle.$$

Корреляции должны удовлетворять некоему условию малости. Более подробное обсуждение ряда вопросов, связанных с джастровскими корреляциями, можно найти в работах /8,9/. Корреляторы $\phi(r)$ были взяты в виде: $\phi(r) = \exp\{-\gamma r^2\}$. Параметр корреляторов γ и параметры некоррелированной волновой функции ядра ${}^4\text{He}$ были определены в работе /8/, где их значения подобраны так, чтобы получить удовлетворительное описание экспериментальных данных по зарядовому формфактору ядра ${}^4\text{He}$ (до значений квадрата переданного импульса $20 f^{-2}$). В волновой функции трития мы использовали то же значение γ , что и в волновой функции ядра ${}^4\text{He}$, а параметры некоррелированной функции ${}^3\text{H}$ взяты так, чтобы коррелированная функция трития давала правильный среднеквадратичный радиус этого ядра.

Используемый нами оптический потенциал был подобран в работе /10/ при энергии относительного движения $E_p = 23,5$ Мэв и потому не содержит энергетической зависимости. Отсюда можно ожидать, что мы несколько переоцениваем поглощение в низкоэнергетической области. Что же касается области энергий, то недооценка поглощения здесь не столь существенна, потому что в данном процессе при этом новые неупругие каналы не открываются.

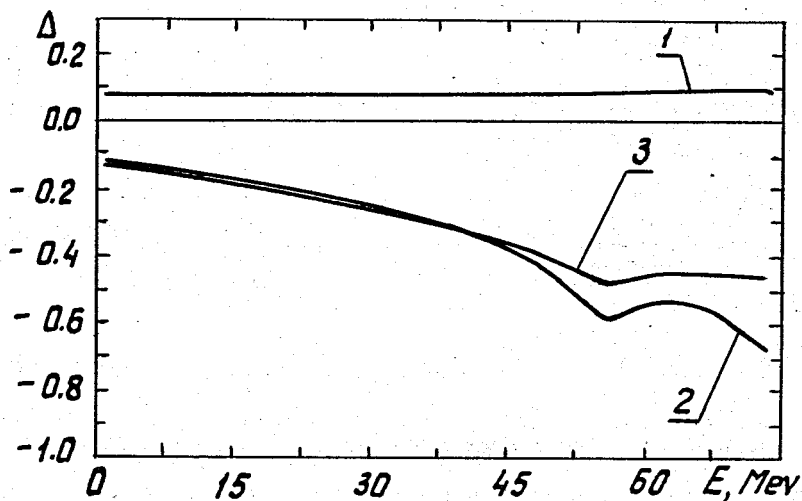


Рис. 1. Степень поляризации нейтронов Δ в реакции ${}^4\text{He}(\mu^-, \nu n){}^3\text{H}$. Учено взаимодействие в конечном состоянии, 1 - расчет с учетом членов порядка 1. 2 - расчет с учетом членов порядка (P/M) . 3 - расчет с учетом (в рамках используемого приближения) членов порядка $(P/M)^2$.

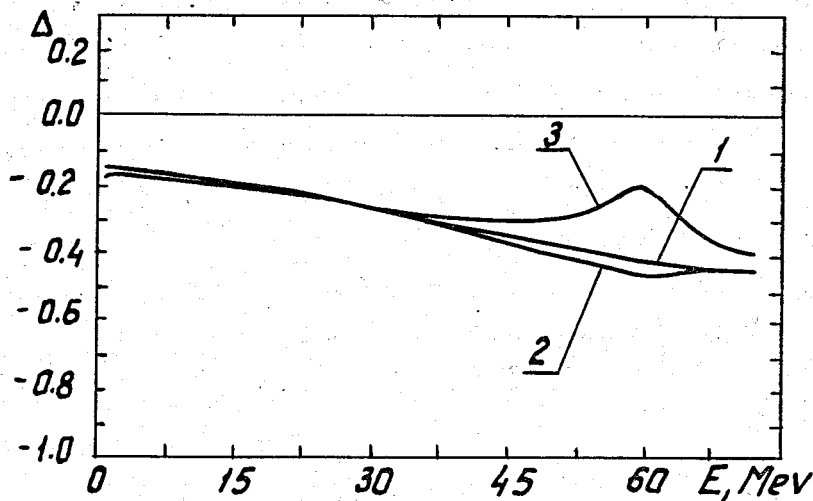


Рис. 2. Степень поляризации нейтронов Δ в реакции ${}^4\text{He}(\mu^-, \nu n){}^3\text{H}$. 1 - плосковолновое приближение. 2 - расчет в искаженных волнах. 3 - расчет в искаженных волнах с учетом короткодействующих нуклон-нуклонных корреляций.

Результаты расчетов приведены на рис. 1-2. Из них, а также из сравнения с результатами исследования асимметрии углового распределения, можно сделать следующие выводы:

1. Степень поляризации нейтронов, обусловленных прямым механизмом процесса ядерного μ^- -захвата, так же как и асимметрия, существенным образом определяется релятивистскими членами эффективного мюон-нуклонного взаимодействия.

2. Учет взаимодействия в конечном состоянии между нейтроном и ядром-остатком также заметно сказывается на степени поляризации нейтронов, нарушая слабую монотонную зависимость от энергии при высоких энергиях, предсказываемую плосковолновым приближением. Влияние взаимодействия в конечном состоянии на степень поляризации оказалось выражено значительно слабее по сравнению с влиянием на асимметрию.

3. Учет короткодействующих нуклон-нуклонных корреляций в рамках используемого приближения вызывает некоторые количественные изменения в энергетической зависимости степени поляризации от энергии относительного движения нейтрона и ядра-остатка.

Наряду с исследованием влияния перечисленных факторов на рассматриваемую характеристику процесса мы проанализировали некоторые другие зависимости.

Выяснено, что степень поляризации высокоэнергетических нейтронов слабо зависит от величины индуцированного псевдоскаляра g_p .

Поскольку в используемом нами оптическом потенциале амплитуда $U_{s.o.}$ спин-орбитального члена мала, мы с чисто методологической целью провели расчет с искусственно увеличенным спин-орбитальным взаимодействием. Расчет выявил заметную чувствительность степени поляризации к величине $U_{s.o.}$. Так как амплитуда спин-орбитального взаимо-

действия уменьшается по модулю с ростом энергии относительного движения нейтрона и ядра-остатка, то, естественно, для очень быстрых нейтронов степень поляризации уже не столь критична по отношению к спин-орбитальному взаимодействию.

В заключение заметим, что экспериментальное исследование различных характеристик ядерного μ^- -захвата, как кажется, позволило бы продвинуться вперед в понимании механизма данного процесса.

Литература

1. A.Bogan. Nucl.Phys. B12, 89 (1969).
Yu.A.Salganic, V.N.Fetisov, R.A.Eramzhyan. Contributions to the XX Conf.Nucl.Spectroscopy and Nucl.Str. v.2, 250, Leningrad, 1970.
2. R.A.Eramzhyan, V.N.Fetisov, Ya.A.Salganic. JINR E4-5983, Dubna, 1971.
3. C.A.Piketny, I.Procureur. Nucl.Phys. B26, 390 (1971).
4. Ya.A.Salganic, R.A. Eramzhyan. Jadernaya Fisika, 15, 518 (1972).
5. R.Jastrow. Phys.Rev. 98, 1479 (1955).
6. A.Fujii, M.Primakoff. Nuovo Cim. 12, 327 (1959).
7. V.Devanathan, R.Partnasarathy, C.Ramachandran. Preprint, 1971, India.
8. C.Cioffi degli Atti, M.E.Grypeos. Preprint, Roma, 1969.
9. C.Cioffi degli Atti. Preprint, Roma, 1968.
10. C.C.Kim, S.M.Buhen, D.W.Devins, H.H.Forster. Nucl.Phys., 58, 32 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел
11 июля 1972 года.