

сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

1580/2-80

4/4-80

P4 - 12986

М.Гмитро, С.С.Камалов, Т.В.Москаленко,  
Р.А.Эрамжян

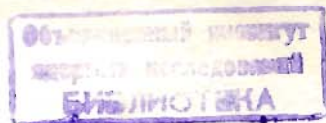
РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ  
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ  $\mu^-$ -МЕЗОНОВ  
НА ЯДРАХ  $^{16}\text{O}$  И  $^{40}\text{Ca}$

1979

P4 - 12986

М.Гмитро, С.С.Камалов, Т.В.Москаленко,  
Р.А.Эрамжян

РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ  
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ  $\mu^-$ -МЕЗОНОВ  
НА ЯДРАХ  $^{16}\text{O}$  И  $^{40}\text{Ca}$



## I. Введение

Настоящая работа является продолжением работы /1/ по радиационному  $\mu$ -захвату ядрами, где был рассмотрен случай захвата неполяризованных мюонов. В случае поляризованных мюонов основной интерес представляет исследование таких характеристик, как коэффициент асимметрии углового распределения фотонов  $-\Gamma(k)$  и поляризация фотонов  $-P_p(k)$ , где  $k$  - энергия вылетающего  $\gamma$ -кванта. Интерес к этим характеристикам обусловлен их сильной зависимостью от константы индуцированного псевдоскалярного взаимодействия.

В ранних теоретических работах необходимое для расчета исследуемых характеристик суммирование по конечным состояниям ядерной системы проводилось с использованием теоремы полноты /2/. При этом, однако, возникает такой свободный параметр, как средняя энергия возбуждения ядра, нахождение которого связано с трудностями.

В настоящей работе, как и в /1/, расчеты проводятся исходя из микроскопического описания ядерной структуры. Такой подход позволяет выявить состояния ядерной системы, на которые приходится основная интенсивность возбуждения, и тем самым провести суммирование непосредственно, пренебрегая состояниями с малой интенсивностью возбуждения.

В настоящей работе в рамках предложенного подхода были рассчитаны  $\Gamma(k)$  и  $P_p(k)$  для разных моделей ядра  $^{16}\text{O}$  и исследована их зависимость от величины  $g_p/g_A$  для ядер  $^{16}\text{O}$  и  $^{40}\text{Ca}$ .

## II. Общие формулы

Угловое распределение фотонов относительно спина мюона можно записать в виде

$$W(k, \theta_{\mu\gamma}) \sim 1 + \Gamma(k) \cos \theta_{\mu\gamma}. \quad (1)$$

В дальнейшем мы будем в основном использовать обозначения, введенные в предыдущей работе /1/.

Коэффициент угловой асимметрии фотонов  $-\Gamma(k)$  определяется следующим выражением:

$$\Gamma(k) = \frac{\sum_{\lambda} \sum_{f} W_{fi}^{(\lambda)}(k) (k_m^{fi} - k)^2}{\sum_{\lambda} \sum_{f} P_{fi}^{(\lambda)}(k) (k_m^{fi} - k)^2}. \quad (2)$$

Функция  $W_{ji}^{(\lambda)}(k)$  выражается через введенные в /1/ функции  $S_i^{(\lambda)}$  ( $i=1,2$ ) и новую функцию  $S_3^{(\lambda)}$ :

$$W_{ji}^{(\lambda)}(k) = 2\pi \int_{-1}^1 dy [\lambda S_1^{(\lambda)} - y S_2^{(\lambda)} + S_3^{(\lambda)} + S_2]. \quad (3)$$

Здесь новая функция  $S_3^{(\lambda)}$  определяется следующим образом:

$$S_3^{(\lambda)} = 2 (|M_c^{(2)}|^2 y - M_c^{(1)} M_c^{(2)*}) (1 - y^2). \quad (4)$$

Циркулярная поляризация  $\gamma$ -квантов

$$P_\gamma(k) = \frac{N^{(+)}(k) - N^{(-)}(k)}{N^{(+)}(k) + N^{(-)}(k)} \quad (5)$$

выражается через функции  $P_{ji}^{(\lambda)}(k)$ , связанные с  $S_i^{(\lambda)}$  ( $i=1,2$ ) соотношением

$$P_{ji}^{(\lambda)}(k) = 2\pi \int_{-1}^1 dy [S_1^{(\lambda)} + S_2^{(\lambda)} + S_3]. \quad (6)$$

В выражениях (3,4,6)  $S_i^{(\lambda)}$  ( $i=1,2,3$ ) являются билинейными комбинациями ядерных матричных элементов  $M_x^{(\alpha)}$  ( $\alpha=1,2$ ;  $x=A,B,C$ ), зависящих от энергии  $\gamma$ -кванта  $k$ , циркулярной поляризации  $\lambda$  и от величины  $y = \cos \theta_{\gamma\nu}$ , где  $\theta_{\gamma\nu}$  - угол между направлениями вылета  $\gamma$ -кванта и нейтрино. Выражения для функций  $M_x^{(\alpha)}$  приведены в работе /1/.

Явный вид поправок  $\delta_1$  и  $\delta_2$  в (3,6) дан в приложении А. Их вклад в исследуемые характеристики составляет  $\sim 1\%$ , поэтому ими можно пренебречь. В дальнейших расчетах мы также пренебрегаем расходящимися членами в выражении для эффективного гамильтониана, поскольку они в экспериментально исследуемой части спектра фотонов дают незначительный вклад ( $\sim 7-8\%$ ).

### III. Результаты вычислений и их обсуждение

При проведении расчетов использовались те же волновые функции ядерных состояний для  $^{16}\text{O}$  и  $^{40}\text{Ca}$  и значения для констант слабого взаимодействия, что и в работе /1/. При этом исследовались только переходы первого запрета, поскольку именно они дают основной вклад в изучаемые характеристики.

Как показывают результаты расчета, величины  $\Gamma(k)$  и  $P_\gamma(k)$  слабо зависят от выбора ядерных волновых функций (с учетом  $2p2h$

Рис. 1. Поляризация фотонов  $P_\gamma(k)$  в радиационном захвате мюонов ядром  $^{16}\text{O}$ . Кривые I, II, III соответствуют  $g_F/g_A = 4,6; 7,5; 12$ .

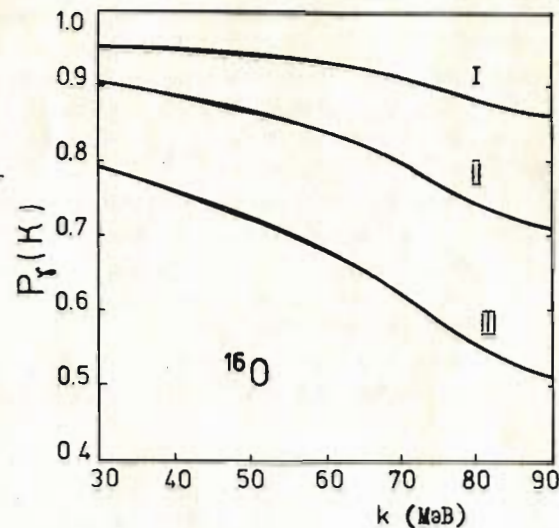
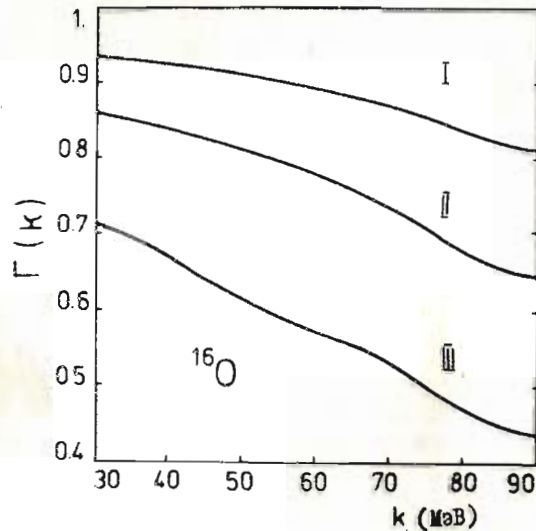


Рис. 2. Коэффициент асимметрии углового распределения фотонов  $\Gamma(k)$  при радиационном  $\mu$ -захвате ядром  $^{16}\text{O}$ .



конфигураций или без их учета). Отличие составляет около 2-3%. Это является следствием того, что, во-первых, данные характеристики представляют отношения ядерных матричных элементов и, во-вто-

рых, являются интегральными характеристиками в том смысле, что конечное состояние ядра не регистрируется. По этой же причине наблюдается лишь слабая вариация этих величин при переходе от  $^{16}\text{O}$  к  $^{40}\text{Ca}$ . Но, с другой стороны, величины  $\Gamma(k)$  и  $P_\gamma(k)$  довольно сильно зависят от  $\alpha = g_p/g_A$ , особенно в высокоэнергетической части спектра  $\gamma$ -квантов.

Основные результаты представлены на рис. 1 и 2 для  $^{16}\text{O}$  и рис. 3 и 4 для ядра  $^{40}\text{Ca}$  при  $\alpha = 4,6; 7,5; 12$ . Результаты для  $^{40}\text{Ca}$  отличаются на 1% для  $\Gamma(k)$  и на 7% для  $P_\gamma(k)$  от результатов, полученных на основе теоремы полноты [2].

Экспериментальные данные для коэффициента асимметрии в случае радиационного  $\mu$ -захвата в ядре  $^{40}\text{Ca}$  получены в двух работах. Согласно одной [3] в области энергий  $\gamma$ -квантов от 57 до 75 МэВ

$$\Gamma(k) \leq -0,32 \pm 0,48,$$

что противоречит как результатам данной работы, так и результатам авторов [2].

Измерения, выполненные другой группой [4], показывают, что в области энергий от 63,5 до 82 МэВ

$$\Gamma(k) = +0,90 \pm 0,50.$$

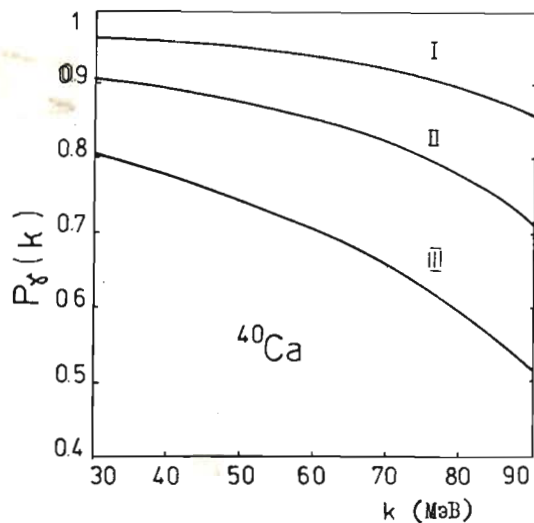
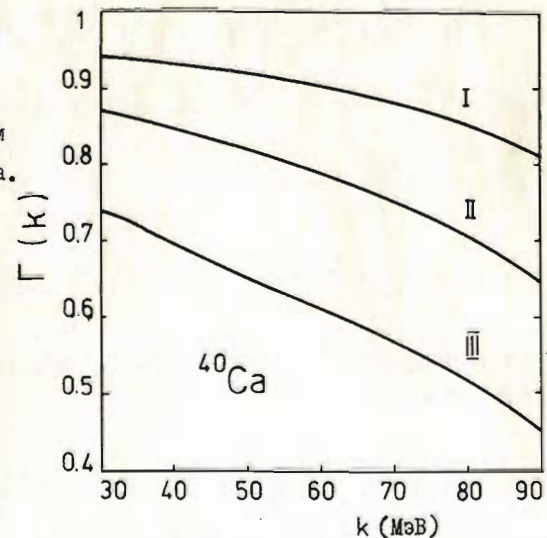


Рис. 3. Поляризация фотонов  $P_\gamma(k)$  в радиационном захвате мюонов ядром  $^{40}\text{Ca}$ .

Рис. 4. Коэффициент асимметрии углового распределения фотонов  $\Gamma(k)$  при радиационном  $\mu$ -захвате ядром  $^{40}\text{Ca}$ .



Это находится в согласии с расчетами. Однако очень большая ошибка измерения не позволяет сделать какие-либо выводы о величине  $g_p$ .

#### IV. Заключение

Проведенные исследования показали, что:

- 1) исследуемые характеристики слабо чувствительны к выбору ядерных волновых функций;
- 2) вклад скоростных членов как для ядра  $^{40}\text{Ca}$ , так и для более легкого ядра  $^{16}\text{O}$  пренебрежимо мал ( $\sim 1\%$ );
- 3) коэффициент асимметрии  $\Gamma(k)$  и поляризация фотонов  $P_\gamma(k)$  слабо зависят от конкретного выбора ядра;
- 4)  $\Gamma(k)$  и  $P_\gamma(k)$  сильно зависят от значения констант индуцированного псевдоскалярного взаимодействия  $g_p$ , особенно в высокоэнергетической части спектра  $\gamma$ -квантов.

#### Приложение

В наиболее общем виде поправки  $\delta_1$  и  $\delta_2$  можно выразить следующим образом:

$$\delta_1 = \left(\frac{\nu}{2M}\right)^2 D_1^{(1)} |M_D^{(1)}|^2 + \left(\frac{2M}{k}\right)^2 D_1^{(2)} |M_D^{(2)}|^2,$$

$$S_2 = \left(\frac{\sqrt{V}}{2M}\right)^2 \cdot D_2^{(1)} \cdot |M_D^{(1)}|^2 + \left(\frac{2M}{K}\right)^2 \cdot D_2^{(2)} \cdot |M_D^{(2)}|^2,$$

где  $M_D^{(\alpha)}$  ( $\alpha=1,2$ ) - ядерные матричные элементы, имеющие вид:

$$M_D^{(1)} = \langle f | \sum_{j=1}^A \tau_j^{(-)} e^{-i(\vec{k}+\vec{\nu})\vec{r}_j} (\vec{\sigma}_j \cdot \vec{\varepsilon}^{\lambda*}) \delta(\vec{r}-\vec{r}_j) | i \rangle ;$$

$$M_D^{(2)} = \langle f | \sum_{j=1}^A \tau_j^{(-)} e^{-i(\vec{k}+\vec{\nu})\vec{r}_j} (\vec{\sigma}_j \cdot \vec{\varepsilon}^{\lambda}) (\vec{\varepsilon}^{\lambda} \cdot \frac{\vec{p}_j}{M}) \delta(\vec{r}-\vec{r}_j) | i \rangle.$$

Коэффициенты  $D_i^{(\alpha)}$  ( $\alpha=1,2; i=1,2$ ) есть комбинация констант  $g_i$  ( $i=1,10$ ), введенных в работе /2/:

$$D_1^{(1)} = \frac{1}{2}(1-y^2) [(g_4+g_9)^2(1+\lambda y) - g_{10}(g_4+g_9)(1-y^2) + \frac{1}{2}g_{10}^2(1-y^2)];$$

$$D_1^{(2)} = (\gamma g_A)^2(1+\lambda y) - \gamma^2 g_A g_P^N \frac{\sqrt{V}}{2M}(1-y^2) + \frac{1}{2}(\gamma g_P^N)^2 \left(\frac{\sqrt{V}}{2M}\right)^2(1-y^2);$$

$$D_2^{(1)} = (1-y^2) \frac{1}{2} [(g_4+g_9)^2(\lambda+y) - \lambda g_{10}(g_4+g_9)(1-y^2) + \frac{1}{2}g_{10}^2(1-y^2)y];$$

$$D_2^{(2)} = (\gamma g_A)^2(\lambda+y) - \lambda \gamma^2 g_A g_P^N \frac{\sqrt{V}}{2M}(1-y^2) - \frac{1}{2}(\gamma g_P^N)^2 \left(\frac{\sqrt{V}}{2M}\right)^2(1-y^2)y.$$

Здесь используются те же обозначения, что и в работе /2/.

#### Литература

1. Гмитро М., Камалов С.С., Москаленко Т.В. и Эрамжян Р.А. Сообщение ОИЯИ, P2-12942, Дубна, 1979.
2. Rood H.R.C. and Tolhoek H.A. Nucl.Phys., 1965, 70, p.658.
3. DiLella L., Hammerman L. and Rosenstein L.M. Phys.Rev.Lett., 1971, 27, p.830;  
Rosenstein L.M. and Hammerman I.S. Phys.Rev., 1973, C8, p.603.
4. Hart R.D. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, 3, p.399.

Рукопись поступила в издательский отдел  
5 декабря 1979 года.