

С 346.38

✓

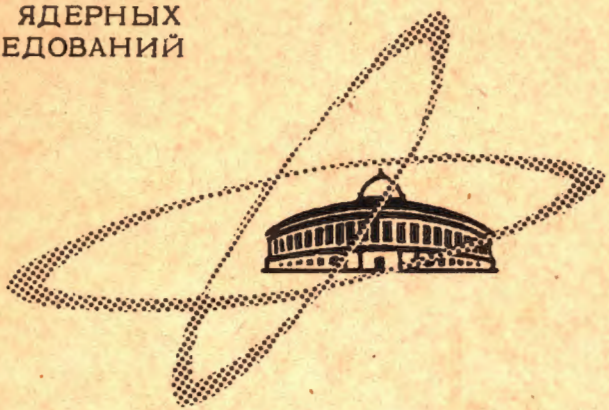
К-663

15/V-65

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2083



Г.Я.Коренман, Р.А.Эрамжян

ЗАХВАТ μ^- - МЕЗОНОВ ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1965

P-2083

3125/3 нр.

Г.Я.Корейман, Р.А.Эрамбян

ЗАХВАТ μ^- - МЕЗОНОВ ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

Объединенный институт
ядерных исследований
БНБ ИФТФ

Захват μ^- -мезонов ядрами происходит с К-орбиты мезоатома. Причем мезоатом может находиться в одном из двух состояний сверхтонкой структуры-со спином $F_+ = J_+ + \frac{1}{2}$ или $F_- = J_+ - \frac{1}{2}$, где J_+ - спин ядра. Уровни сверхтонкой структуры (F_+ и F_-) заселяются согласно статистическим весам.

Из-за взаимодействия магнитного момента μ^- -мезона с магнитным моментом ядра происходит расщепление уровней сверхтонкой структуры. В случае положительного магнитного момента ядра ($\mu_{J_+} > 0$) уровень F_+ лежит выше уровня F_- , в случае $\mu_{J_+} < 0$ -наоборот. Если расщепление больше энергии связи электрона, то произойдет конверсия электрона и мезоатом перейдет в низшее энергетическое состояние и статистическая заселенность нарушится. В случае большой вероятности конверсии будет заселен только низший уровень.

Вследствие спиновой зависимости мюон-нуклонного взаимодействия вероятность захвата μ^- -мезона из определенного состояния сверхтонкой структуры мезоатома зависит от разных комбинаций констант. Поэтому изучение захвата из таких состояний может дать новую информацию о константах взаимодействия.

Пусть исходная система - мезоатом - находится в определенном состоянии F . Систему будем описывать с помощью спин-тензоров T_{kk}^F , матричные элементы которых связаны с матричными элементами спиновой матрицы плотностью $\rho_1(F)$ соотношением

$$\langle FM / \rho_1(F) / FM' \rangle = \sum_{kk} (-1)^{F-M'} \langle FM F-M' : kk \rangle T_{kk}^F \quad (1)$$

Зная исходную матрицу плотности $\rho_1(F)$ и гамильтониан взаимодействия $\mathcal{H}^{1/}$, получим матрицу плотности системы, образовавшейся после захвата μ^- мезона ($\mu^- + (Z, A) \rightarrow (Z-1, A) + \nu$):

$$\rho_t(F) = 2\pi \epsilon(E_t) \mathcal{H} \rho_1(F) \mathcal{H}^+, \quad (2)$$

где $\epsilon(E_t) = q \frac{d^2 q}{dE_t}$ - число конечных состояний на единичной интервал энергии, а q - импульс нейтрино.

Матричный элемент гамильтониана взаимодействия равен

$$\langle JM, q\nu | \mathcal{H} | J_1 M_1, \frac{1}{2} m \rangle = \sqrt{\frac{1}{2}} \sum (-1)^{\mu+\frac{1}{2}} i^{-\ell} M_u(k) Y_{\ell, \mu-\nu}^A(q) \langle \ell \mu - \nu, \frac{1}{2} \nu : j m \rangle . \quad (3)$$

$$\cdot \langle j - \mu \frac{1}{2} m : m - \mu \rangle \langle J_1 M_1 m - \mu : JM \rangle ,$$

где

$$M_u(k) = \mu_u(k) + i S_k \mu_u(-k) . \quad (4)$$

Явный вид $\mu_u(k)$ приведен в Приложении. Обозначения, используемые в настоящей работе, совпадают с обозначениями /1/. После подстановки (3) и (4) в (2) и суммирования получим спин-тензоры $G_{b\beta}$ дочернего ядра:

$$G_{b\beta}^F = 4(aZm\mu)^8 \epsilon(E_f) \sqrt{\frac{1}{4\pi}} (2F+1) \sum \langle \lambda k L-M; b\beta \rangle \sqrt{2\lambda+1} Y_{LM}^*(q) T_{\lambda k} .$$

$$\cdot \sum f_{u,u'}(k,k';b) \begin{cases} \mu_u(k) \mu_{u'}(k') , & \text{если } b+\lambda=2n, \\ i S_k \mu_u(k) \mu_{u'}(k') , & \text{если } b+\lambda=2n+1, \end{cases} \quad (5)$$

где $f_{u,u'}(k,k';b)$ есть комбинация коэффициентов векторного сложения:

$$f_{u,u'}(k,k';b) = (-1)^{\frac{1}{2}j-j'} i^{\ell'-\ell} \sqrt{(2u+1)(2u'+1)(2j+1)(2j'+1)} \langle j \frac{1}{2} j' - \frac{1}{2} : L O \rangle .$$

$$\cdot u(J_1 u' F j' : J \frac{1}{2}) u(J_1 u F j : J \frac{1}{2}) \begin{Bmatrix} F & F & \lambda \\ j & j' & L \\ J & J & b \end{Bmatrix} \quad (6)$$

Характеристики парциальных переходов непосредственно связаны со спин-тензорами $G_{b\beta}$. Вероятность захвата из состояния F равна

$$W_F = \sqrt{2J+1} \int G_{00} d\Omega \quad (7)$$

или

$$W_F = 4(aZm\mu)^8 \epsilon(E_f) \frac{2J+1}{2J_1+1} A_F , \quad (8)$$

где

$$A_{F+} = \frac{1}{2F_1+1} \left\{ \left[\sqrt{\frac{(J+J_1+n+2)(J_1+n+1)}{n+1}} \mu_n(-n-1) - \sqrt{\frac{(J+J_1+n)(J_1+n+1)}{n+1}} \mu_{n+1}(-n-1) \right]^2 + \right. \quad (9a)$$

$$\left. + \frac{(J-J_1+n)(J+J_1+n+1)}{n} [\mu_n(n)]^2 + \frac{(J+J_1+3+n)(J_1-J+n+2)}{n+2} [\mu_{n+1}(n+2)]^2 \right\}$$

$$A_{F-} = \frac{1}{2F_1+1} \left\{ \left[\sqrt{\frac{(J+J_1-n)(J_1+n+1)}{n+1}} \mu_n(-n-1) + \sqrt{\frac{(J+J_1+n+2)(J_1-n+1)}{n+1}} \mu_{n+1}(-n-1) \right]^2 + \right. \quad (9b)$$

$$\left. + \frac{(J_1-J+n)(J_1+J+n+1)}{n} [\mu_n(n)]^2 + \frac{(J+J_1-n-1)(J_1-J_1+n+2)}{n+2} [\mu_{n+1}(n+2)]^2 \right\} .$$

Величина μ связана со степенью запрета: в случае разрешенных переходов $\mu = 0$ в случае переходов 2,3 и т.д. запретов $\mu = 2,3$ и т.д., соответственно. В случае первого запрета μ принимает два значения: +1 и -1.

Рассмотрим детально разрешенные переходы. В таблице приведены формулы для расчета вероятностей переходов в трех случаях: из состояния F_+ , F_- и при статистическом заселении ($W = \frac{J_+ + 1}{2J_+ + 1} W_+ + \frac{J_- + 1}{2J_- + 1} W_-$). Причем для большей наглядности опущены члены, зависящие от скорости, которые в исследуемых случаях малы и играют роль поправок. Из приведенных результатов следует, что в случае статистического заселения константа индуцированного псевдоскаляра всегда входит в комбинации $\{ (\frac{1}{3} G_P - G_A)^2 + \frac{2}{9} G_P^2 \}$, что и обуславливает относительно слабую зависимость вероятности захвата от G_P . Наиболее критичны к величине G_P переходы из состояний F_- в случае переходов $1 \rightarrow 0$, $\frac{3}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$ и F_+ в случае $1 \rightarrow 2$, $\frac{1}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$, $\frac{3}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$. По-видимому, из всех приведенных примеров наибольший интерес могут представить переходы $C^{13} B^{18}$ и $F^{19} \rightarrow O^{19}$, так как в этих случаях уровень F_- лежит ниже уровня F_+ , а вероятность захвата W_- пропорциональна G_P^2 . Поэтому экспериментальное исследование этих переходов может дать дополнительную информацию об этой константе.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность В.В.Балашову за полезную дискуссию.

Л и т е р а т у р а

1. M.Morita, A.Fujii, Phys. Rev., 118, 606 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел
18 марта 1965 г.

Таблица

W

Вероятность захвата μ^- -мезонов $(\alpha Z a_{\mu})^2 (E_{\nu}) \frac{2j+1}{2j_1+1}$
 при различном заселении уровней сверхтонкой структуры. Разрешенные
 переходы.

$$G_{\nu} = \varepsilon_{\nu} (1 + \frac{a}{2M}), \quad G_A = \varepsilon_A - \varepsilon_{\nu} \frac{a}{2M} (1 + \mu_p - \mu_n),$$

$$G_p = |\varepsilon_p - \varepsilon_A - \varepsilon_{\nu} (1 + \mu_p - \mu_n)| \frac{a}{2M}, \quad B = \frac{1}{3} G_p - G_A$$

$J_i \rightarrow J_f$		F_+	F_-	Стат. заселение
$0 \rightarrow 0$		$2 [000]^2 G_{\nu}^2$	—	$2 [000]^2 G_{\nu}^2$
$0 \rightarrow 1$	$C^{12} \rightarrow B^{12}$	$\frac{2}{3} [101]^2 \{B^2 + \frac{2}{3} G_p^2\}$	—	$\frac{2}{3} [101]^2 \{B^2 + \frac{2}{3} G_p^2\}$
$1 \rightarrow 0$	$Li^6 \rightarrow He^6 \quad \mu > 0$	$\frac{2}{3} [101]^2 G_p^2$	$2 [101]^2 B^2$	
$\frac{3}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$	$B^{10} \rightarrow Be^{10} \quad \mu > 0$		$\frac{2}{3} [101]^2 \{8B^2 + \frac{1}{3} G_p^2\}$	
$\frac{1}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	$C^{12} \rightarrow B^{12} \quad \mu > 0$ $F^{19} \rightarrow O^{19} \quad \mu > 0$	$\frac{2}{3} [101]^2 \{4B^2 + \frac{1}{3} G_p^2\}$		
$\frac{3}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$		$\frac{2}{15} [101]^2 \{8B^2 + \frac{7}{3} G_p^2\}$	$\frac{2}{9} [101]^2 G_p^2$	
$1 \rightarrow 2$		$[101]^2 \{B^2 + \frac{1}{3} G_p^2\}$		
$\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$	$He^3 \rightarrow H^3 \quad \mu < 0$ $F^{19} \rightarrow O^{19} \quad \mu > 0$	$2 [G_{\nu} [000] - \frac{1}{3} [101] B]^2 + \frac{16}{81} [101]^2 G_p^2$	$2 [G_{\nu} [000] + B [101]]^2$	
$1 \rightarrow 1$		$\{ \sqrt{2} [000] G_{\nu} - \sqrt{\frac{2}{3}} [101] B \}^2 + \frac{2}{27} [101]^2 G_p^2$	$\{ \sqrt{2} [000] G_{\nu} + \sqrt{\frac{2}{3}} [101] B \}^2 + \frac{2}{27} [101]^2 G_p^2$	$2 [000]^2 G_{\nu}^2 + \frac{2}{3} [101]^2 \{B^2 + \frac{2}{3} G_p^2\}$
$\frac{3}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	$Be^9 \rightarrow Li^9 \quad \mu < 0$	$2 [000] G_{\nu} - \sqrt{\frac{2}{3}} B [101] \}^2 + \frac{2}{27} [101]^2 G_p^2$	$2 [000] G_{\nu} + \sqrt{\frac{2}{3}} B [101] \}^2 + \frac{2}{27} [101]^2 G_p^2$	

ПРИЛОЖЕНИЕ

ЯВНЫЙ ВЯД $\mu_n(x)$

$$1. \mu_n(n) = \sqrt{\frac{2}{2n+1}} \left\{ g_v \sqrt{n} [0n n] - g_\lambda \sqrt{\frac{n+1}{3}} [1n n] + g_v \frac{g}{2M} \sqrt{n} [0n n+] + \right. \\ \left. + g_v \frac{g}{2M} (1 + \mu_p - \mu_n) \sqrt{\frac{n+1}{3}} [1n n+] - \frac{g_v}{M} \sqrt{\frac{2n+1}{3}} [1n-1 n \rho] \right\}.$$

$$2. \mu_n(-n-1) = \sqrt{\frac{2}{2n+1}} \left\{ g_v \sqrt{n+1} [0n n] + g_\lambda \sqrt{\frac{n}{3}} [1n n] + g_v \frac{g}{2M} \sqrt{n+1} [0n n-] - \right. \\ \left. - g_v \frac{g}{2M} (1 + \mu_p - \mu_n) \sqrt{\frac{n}{3}} [1n n-] - \frac{g_v}{M} \sqrt{\frac{2n+1}{3}} [1n+1 n \rho] \right\}.$$

$$3. \mu_{n+1}(-n-1) = \sqrt{\frac{2}{2n+3}} \left\{ -g_\lambda \sqrt{\frac{2n+3}{3}} [1n n+1] - \frac{g_\lambda}{M} \sqrt{n+1} [0n+1 n+1 \rho] - \right. \\ - g_v \frac{g}{2M} (1 + \mu_p - \mu_n) \sqrt{\frac{n+2}{3}} \left(\sqrt{\frac{n+1}{2n+3}} [1n+2 n+1+] - \sqrt{\frac{n+2}{2n+3}} [1n n+1-] \right) - \\ - (g_\lambda - g_\rho) \frac{g}{2M} \sqrt{\frac{n+1}{3}} \left(\sqrt{\frac{n+2}{2n+3}} [1n+2 n+1+] + \sqrt{\frac{n+1}{2n+3}} [1n n+1-] \right) + \\ \left. + \frac{g_v}{M} \sqrt{\frac{n+2}{3}} [1n+1 n+1 \rho] \right\}.$$

$$4. \mu_{n+1}(n+2) = \sqrt{\frac{2}{2n+3}} \left\{ g_\lambda \sqrt{\frac{2n+3}{3}} [1n+2 n+1] + \frac{g_\lambda}{M} \sqrt{n+2} [0n+1 n+1 \rho] - \right. \\ - g_v \frac{g}{2M} (1 + \mu_p - \mu_n) \sqrt{\frac{n+1}{3}} \left(\sqrt{\frac{n+1}{2n+3}} [1n+2 n+1+] - \sqrt{\frac{n+2}{2n+3}} [1n n+1-] \right) + \\ + (g_\lambda - g_\rho) \frac{g}{2M} \sqrt{\frac{n+2}{3}} \left(\sqrt{\frac{n+2}{2n+3}} [1n+2 n+1+] + \sqrt{\frac{n+1}{2n+3}} [1n n+1-] \right) + \\ \left. + \frac{g_v}{M} \sqrt{\frac{n+1}{3}} [1n+1 n+1 \rho] \right\}.$$