

346.35

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 3258



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.В. Балашов, Р.А. Эрамжян

ЗАХВАТ МЮОНОВ СЛОЖНЫМИ ЯДРАМИ  
И ПРОБЛЕМЫ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

1967. .

**P2 - 3258**

**В.В. Балашов, Р.А. Эрамбян**

**ЗАХВАТ МЮОНОВ СЛОЖНЫМИ ЯДРАМИ  
И ПРОБЛЕМЫ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ**

Направлено в "Atomic Energy Review" (IAEA)

# СО Д Е Р Ж А Н И Е

От авторов .....	стр. 5
I. Основные положения теории слабых взаимодействий. Эффективный гамильтониан $\mu$ -захвата .....	стр. 6
§ 1. Гипотеза универсального ферми-взаимодействия .....	стр. 6
§ 2. Гипотеза сохраняющегося векторного тока .....	стр. 7
§ 3. Следствия гипотезы сохраняющегося векторного тока. "Слабый магнетизм" .....	стр. 9
§ 4. Перенормировка аксиального тока. Наведенный псевдоскаляр .....	стр. 11
§ 5. $G$ -инвариантность токов. Вопрос о наведенном скалярном и наведенном тензорном взаимодействии .....	стр. 15
§ 6. Эффективный гамильтониан $\mu$ -захвата .....	стр. 16
§ 7. Вопросы перенормировки слабого взаимодействия в ядре .....	стр. 19
II. Некоторые характеристики мезоатомных состояний .....	стр. 21
§ 1. Поляризация и деполаризация $\mu$ -мезонов .....	стр. 21
§ 2. Заселение уровней сверхтонкой структуры мезоатома .....	стр. 22
§ 3. Спиновая матрица плотности мезоатома .....	стр. 23
§ 4. Волновая функция $\mu$ -мезона на К-орбите .....	стр. 24
III. Формальная теория $\mu$ -захвата .....	стр. 27
§ 1. Ядерные матричные элементы .....	стр. 27
§ 2. Классификация переходов .....	стр. 32
§ 3. Спиновая матрица плотности конечного ядра .....	стр. 33
§ 4. Вероятность разрешенных и запрещенных переходов .....	стр. 34
§ 5. Угловое распределение ядер отдачи при захвате частично поляризованных $\mu$ -мезонов .....	стр. 35
§ 6. Поляризация ядер отдачи .....	стр. 39
IV. Основные направления экспериментальных исследований $\mu$ -захвата .....	стр. 41
§ 1. Захват $\mu$ -мезонов водородом .....	стр. 41
§ 2. Захват $\mu$ -мезонов ядрами $He^3$ .....	стр. 42
§ 3. Захват $\mu$ -мезонов ядрами $Li^6$ .....	стр. 48
§ 4. Захват $\mu$ -мезонов ядрами $C^{12}$ .....	стр. 50
§ 5. Захват $\mu$ -мезонов ядрами $O^{16}$ .....	стр. 56
§ 6. Экспериментальные задачи изучения парциальных переходов при захвате $\mu$ -мезонов легкими ядрами .....	стр. 65
§ 7. Измерения полной вероятности захвата .....	стр. 68
§ 8. Радиационный захват .....	стр. 69

§ 9. Опыты по регистрации нейтронов.....	стр.	71
§10. Испускание заряженных частиц при поглощении $\mu$ -мезонов ядрами....	стр.	81
У. Механизм испускания нейтронов при $\mu$ -захвате.....	стр.	85
§ 1. Об аналогии между процессами $\mu$ -захвата и фотоэффекта.....	стр.	85
§ 2. Коллективное возбуждение ядра при $\mu$ -захвате. Резонансный механизм испускания нейтронов.....	стр.	87
§ 3. Об экспериментальном изучении резонансного механизма испускания нейтронов.....	стр.	88
§ 4. Об асимметрии углового распределения быстрых нейтронов.....	стр.	90
УI. Полная вероятность захвата.....	стр.	93
§ 1. Физические основания "формулы Примакова".....	стр.	93
§ 2. Расчёт полной вероятности в одночастичной модели.....	стр.	96
§ 3. Связь полной вероятности $\mu$ -захвата с сечением фоторасщепления ядра. Работа Фолди и Валецка.....	стр.	99
§ 4. Дальнейшие исследования роли коллективных эффектов в $\mu$ -захвате...	стр.	104
УII. Поиски новых формулировок теории $\mu$ -захвата.....	стр.	108
§ 1. Единая теория прямых и резонансных процессов в $\mu$ -захвате; общие положения.....	стр.	108
§ 2. Единая теория прямых и резонансных процессов в $\mu$ -захвате; приложения к реакции $O^{16}(\mu, \nu n)N^{15}$ .....	стр.	115
§ 3. О возможностях чисто феноменологического подхода в теории $\mu$ -захвата.	стр.	118
Литература.....	стр.	126

Предлагаемая читателю работа задумана как часть единого обзора по проблемам взаимодействия частиц высоких энергий со сложными ядрами, включающего, помимо  $\mu$ -захвата, процессы квазиупругого рассеяния быстрых нуклонов, возбуждение ядер при рассеянии частиц с энергиями в сотни Мэв, перезарядку нуклонов и  $\chi$ -мезонов, фоторождение  $\chi$ -мезонов. Отмеченные процессы, наблюдаемые "на стыке" физики ядра и физики элементарных частиц, требуют особого подхода для их описания. Интерес к ним очень велик. Несколько лет назад Уилкинсоном была сделана /1/ первая попытка систематизировать задачи, успехи и трудности этой - по существу, совершенно новой - области физики. За истекшее время появилось большое число новых экспериментальных и теоретических работ в этом направлении, и сейчас уже можно подвести некоторые итоги.

Проблемы  $\mu$ -захвата привлекают особое внимание. Трудности реализации "полного опыта" при исследовании захвата  $\mu$ -мезонов в водороде делают неизбежным использование сложных ядер как средства изучения слабого мюон-нуклонного взаимодействия /2-5/. Отсюда вытекает важная для теории  $\mu$ -захвата проблема надежности использования современных представлений о свойствах ядер при интерпретации соответствующих экспериментов. В данном обзоре мы стараемся осветить подступы к разработке обоснованной программы опытов по  $\mu$ -захвату и сопутствующих экспериментов.

В основу работы положены лекции, прочитанные авторами в Объединенном институте ядерных исследований в Дубне в декабре 1965 г. Мы благодарны сотрудникам ОИЯИ В.Б.Беляеву, С.С.Герштейну, В.С.Евсееву, А.И.Мухину и Ю.А.Щербакову за многочисленные обсуждения. Мы особенно признательны Н.М.Кабачнику и Г.Я.Коренману, познакомившимся с обзором в рукописи и сделавшим полезные замечания.

Август, 1966.

§1. Гипотеза универсального ферми-взаимодействия

В 1958 году Фейнман и Гелл-Манн<sup>/6/</sup>, Сударшан и Маршак<sup>/7/</sup> сформулировали теорию универсального ферми-взаимодействия (УВФ): слабые взаимодействия между любыми четырьмя "голыми" фермионами с учетом "полного" несохранения четности (нейтрино-двухкомпонентно) описываются (V-A) вариантом с одной общей константой  $g$ .

В наиболее чистом виде (V-A) взаимодействие проявляется в распаде  $\mu$ -мезона:

$$\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}. \quad (I.1)$$

Гамильтониан  $\mu$ -e распада имеет вид

$$\mathcal{H} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \left\{ \bar{\psi}_e (1 - \gamma_5) \gamma_\lambda \psi_\mu \right\} \left\{ \bar{\psi}_\nu (1 - \gamma_5) \gamma_\lambda \psi_\nu \right\}. \quad (I.2)$$

Все экспериментальные данные по распаду мюона согласуются со следствиями гипотезы (V-A) взаимодействия (см, например<sup>/4,5/</sup>).

Радиационные поправки к гамильтониану (I.2) невелики, и их учет не приводит к существенной перенормировке констант, характеризующих взаимодействие "голых" фермионов.

В процессах  $\beta$ -распада нуклонов и захвата нуклонами (ядрами) электронов (K-захват) и мюонов происходит гораздо более существенная перенормировка затравочных констант (V-A) взаимодействия, вызываемая сильным (ядерным) взаимодействием участвующих в этих процессах частиц.

В рамках теории УВФ гамильтониан, ответственный за  $\beta$ -распад нуклона

$$n \rightarrow p + e + \bar{\nu}, \quad (I.3)$$

имеет вид:

$$\mathcal{H}_\beta = \frac{g_V^{(p)}}{\sqrt{2}} \left\{ \bar{\psi}_p (1 - R \gamma_5) \gamma_\lambda \psi_n \right\} \left\{ \bar{\psi}_e (1 - \gamma_5) \gamma_\lambda \psi_\nu \right\} \quad (I.4)$$

(для "голых" частиц  $g_V^{(p)} = g$ ,  $R = -\frac{g_A^{(p)}}{g_V^{(p)}} = 1$ ).

Константа  $g_V^{(p)}$ , непосредственно определяемая по вероятности разрешенных ферми-евских  $0 \rightarrow 0$  переходов, с хорошей точностью равняется затравочной константе слабого взаимодействия<sup>/8,9/</sup>

Аксиальная константа  $g_A^{(p)}$  извлекается <sup>\*</sup>, с учетом (I.5), из данных по времени жизни нейтрона /10-12/:

$$g_V^{(p)} = g \quad (I.5)$$

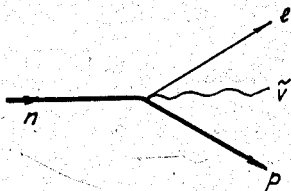
$$R = \frac{g_A^{(p)}}{g_V^{(p)}} = 1,18 \pm 0,025 \quad (I.6)$$

Недавно Адлер /13/ и Вейсбергер /14/ провели расчет отношения  $R$ , исходя из гипотезы частичного сохранения аксиального тока (см. §4); они получили  $R = 1,24$  и  $R = 1,16$  соответственно.

## §2. Гипотеза сохраняющегося векторного тока

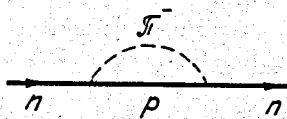
Ещё в 1955 году Герштейн и Зельдович заметили /16/, что перенормируемость векторной константы  $g_V^{(p)}$  можно было бы рассматривать как следствие сохранения векторного "слабого" тока нуклонов — подобно тому, как связаны между собой сохранение электромагнитного тока и перенормируемость электрического заряда.

Рассмотрим, например, вершину четырехфермионного взаимодействия, соответствующую распаду нейтрона:



(I.7)

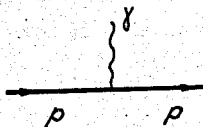
Перенормировка константы взаимодействия в обычной теории Ферми отражает простой факт: нуклон, обрстая "шубой" мезонов



(I.8)

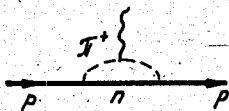
<sup>\*</sup>До сих пор остается заметный разброс в величине  $R$ , даваемой различными авторами. В значительной мере это связано с выбором оценок радиационных поправок (см., например, /15/).

на какую-то долю времени выпадает из игры, или, во всяком случае, взаимодействует с лептонным полем иначе, чем "голый" нуклон. В случае электромагнитного взаимодействия такой процесс обрращения "голого" нуклона мезонной "шубой" не приводит к перенормировке электрического заряда: в ту долю времени, когда протон виртуально диссоциирует на нейтрон и  $\pi^+$ -мезон, его взаимодействие с электромагнитным полем



(I.9)

поддерживается зарядом (током)  $\pi^-$ -мезонной "шубы":

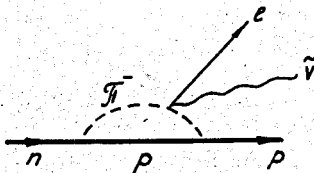


(I.10)

Записывая выражение для векторного тока слабого взаимодействия  $\mathcal{J}_\lambda^V$  по аналогии с сохраняющимся электромагнитным током, мы должны включить в него  $\pi^-$ -мезонное слагаемое:

$$\mathcal{J}_\lambda^V = \bar{\psi} \gamma_\lambda \tau^{(\pm)} \psi + i \left\{ \varphi^* T^{(\pm)} \nabla_\lambda \varphi - (\nabla_\lambda \varphi^*) T^{(\pm)} \varphi \right\}. \quad (I.11)$$

В процессе (I.7) второму слагаемому тока будет отвечать диаграмма



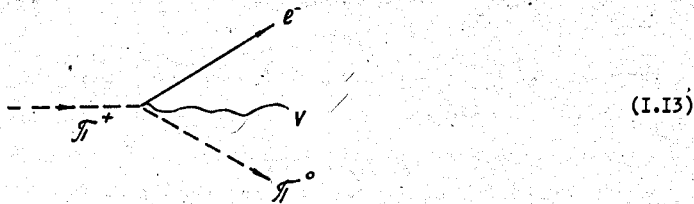
(I.12)

Гипотеза сохраняющегося векторного тока автоматически объясняет равенство векторной константы  $\beta$ -распада и константы распада мюона (Фейнман и Гелл-Манн<sup>6/</sup>, 1957 год).

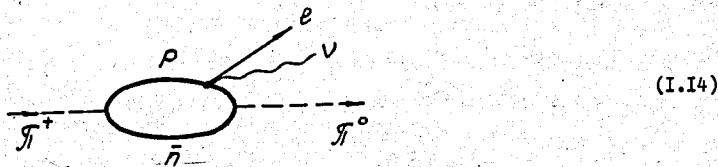


Однако одного этого совпадения недостаточно для ее подтверждения. Нужны дополнительные эксперименты.

Сохранение векторного тока за счет  $\mathcal{T}$ -мезонного слагаемого приводит к эффекту "прямого"  $\beta$ -распада  $\pi$ -мезона:



По оценкам<sup>/17/</sup> его вероятность должна составлять примерно  $10^{-8}$  вероятности обычного распада, однако и вероятность конкурирующего процесса



разрешенного в рамках теории Ферми, оказывается (как показывают грубые оценки<sup>/18/</sup>) того же порядка величины \*).

§3. Следствия гипотезы сохраняющегося векторного тока.

" Слабый магнетизм "

Следуя Фейнману и Гелл-Манну<sup>/6/</sup>, построим общее выражение векторного нуклонного тока слабого взаимодействия с помощью процедуры поворота в изотопическом пространстве изовекторного слагаемого электромагнитного тока.

Электромагнитная вершина протона записывается в виде:

$$\langle p' | j_\alpha | p \rangle = \bar{u}_{p'} \left\{ F_1^{(p)}(q^2) \gamma_\alpha - i \epsilon_{\alpha\beta\gamma} q_\beta F_2^{(p)}(q^2) \right\} u_p ; \quad (I.15)$$

\* ) Опыт Дувайцева и др.<sup>/19/</sup> дает для относительной вероятности  $\beta$ -распада  $\pi$ -мезона величину  $(1,1 \pm 0,5) \times 10^{-8}$ , что не позволяет сделать вывод о справедливости гипотезы сохраняющегося векторного тока. Близкие результаты были получены также в работах<sup>/20-21/</sup>.

$$\bar{\sigma}_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} (\chi_{\alpha} \gamma_{\beta} - \gamma_{\beta} \chi_{\alpha}), \quad (I.16)$$

где зарядовый и магнитный формфакторы  $F_1(q^2)$  и  $F_2(q^2)$  известны как функции квадрата передаваемого четырехимпульса  $q = p - p'$  вплоть до величины  $|q^2|$  порядка 1,5 Гэв (см. подробнее /22/). Зарядовый формфактор  $F_1(q^2)$  при  $q^2 \rightarrow 0$  стремится к единице:

$$F_1^{(p)}(0) = 1, \quad (I.17)$$

а магнитный  $F_2^{(p)}(q^2)$  - к величине, определяемой аномальным магнитным моментом протона ( $\mu_p = 2,79 - 1 = 1,79$ )

$$F_2^{(p)}(0) = \frac{\mu_p}{2M}. \quad (I.18)$$

Записывая соотношения, аналогичные (I.15 - I.18), для нейтрона, построим выражение для изовекторной электромагнитной вершины нуклона:

$$\langle N' | j_{\alpha} \tau_3 | N \rangle = \bar{N}' \tau_3 \left\{ (F_1^{(p)}(q^2) - F_1^{(n)}(q^2)) \chi_{\alpha} - i \bar{\sigma}_{\alpha\beta} q_{\beta} (F_2^{(p)}(q^2) - F_2^{(n)}(q^2)) \right\} N. \quad (I.19)$$

Учитывая, что для нейтрона

$$F_1^{(n)}(0) = 0; \quad F_2^{(n)}(0) = \frac{\mu_n}{2M}, \quad (I.20)$$

и переобозначая магнитный формфактор таким образом, что

$$F_2^{(n)}(0) = F_2^{(n)'}(0) = 1, \quad (I.21)$$

окончательно получаем:

$$\langle N' | j_{\alpha} \tau_3 | N \rangle = \bar{N}' \tau_3 \left\{ F_1^V(q^2) \chi_{\alpha} - i \frac{\mu_p - \mu_n}{2M} \bar{\sigma}_{\alpha\beta} q_{\beta} F_2^V(q^2) \right\} N. \quad (I.22)$$

Здесь

$$F_1^V(0) = F_2^V(0) = 1. \quad (I.23)$$

Сравним теперь с (I.22) общее выражение для векторной амплитуды четырехфермионного взаимодействия (ее нуклонной части):

$$\langle N' | j_{\alpha}^V \tau_3 | N \rangle = \bar{N}' \tau_3 \left\{ C(q^2) \chi_{\alpha} - i D(q^2) \bar{\sigma}_{\alpha\beta} q_{\beta} + i F(q^2) q_{\alpha} \right\} N. \quad (I.24)$$

Согласно гипотезе сохраняющегося векторного тока (I.22) и (I.24) представляет собой разные компоненты одного и того же изовектора.

Отсюда

$$C(q^2) = F_1^V(q^2); \quad (I.25)$$

$$D(q^2) = \frac{\mu_p - \mu_n}{2M} F_2^V(q^2); \quad (I.25a)$$

$$F(q^2) = 0. \quad (I.25b)$$

$\mu_p$  - аксиальный магнетизм.  
 магнетизм протона

Появляющийся в результате в матричном элементе четырехфермионного взаимодействия член

$$ig_V \{ \bar{u}_V (1 - \gamma_5) i \gamma_A u_\mu \} [ \bar{u}_n \epsilon_{\alpha\beta} g_p D(q^2) u_p ] \quad (I.26)$$

носит название "слабого магнетизма". При  $q^2 \rightarrow 0$  его вклад характеризуется константой "слабого магнетизма"

$$g_M^{(p)} \equiv 2MD(0)g_V = (\mu_p - \mu_n) g_V, \quad (I.27)$$

пропорциональной константе распада  $\mu$ -мезона.

"Слабый магнетизм" свойственен различным процессам, индуцируемым четырехфермионным взаимодействием. Легко, однако, видеть, что поскольку его вклад пропорционален величине  $|\vec{q}|/2M$ , его роль в процессах  $\beta$ -распада, где передаваемый импульс невелик, мала. В  $\mu$ -захвате, где величина  $|\vec{q}|$  - порядка 100 МэВ/с, "слабый магнетизм" дает существенную добавку к чисто векторному взаимодействию.

Неперенормируемость векторного взаимодействия, конечно, не означает, что оно характеризуется какой-то неизменной, общей для различных процессов константой: амплитуда векторного взаимодействия  $g_V C(q^2)$  падает с ростом  $q^2$ , следуя за изменением  $\phi^4$ -векторного электромагнитного формфактора.

Согласно опытам Хоффгадтера по рассеянию электронов<sup>/23/</sup>,

$$F_1^V(q^2) = F_2^V(q^2) = -0,20 + \frac{4,20}{1 + 2,27(q/M)^2} \cdot 61 \text{ рад} \quad (I.28)$$

При не слишком больших значениях  $q^2$

$$F_1^V(q^2) = 1 + \frac{1}{6} q^2 r_c^2 + \dots, \quad (I.29)$$

где  $r_c$  - среднеквадратичный электрический радиус протона<sup>/24/</sup>:

$$\langle r_c^2 \rangle = 0,60 \text{ ф}^2.$$

Ввиду малости  $r_c$  "кинематическое" изменение векторной константы нуклона оказывается небольшим. Даже при  $q^2 = -m_\mu^2$  эффективная векторная константа уменьшается всего лишь на величину около 4%.

#### § 4. Перенормировка аксиального тока. Наведенный псевдоскаляр

Будем исходить из общего выражения для аксиального нуклонного тока

$$\mathcal{J}_A^{\mu}(x) = \bar{N}'(x) [ A(q^2) i \gamma_A \gamma_5 - B(q^2) \gamma_A \gamma_5 + E(q^2) \epsilon_{\alpha\beta} \gamma_\beta \gamma_5 ] N, \quad (I.30)$$

удовлетворяющего требованиям лоренц-инвариантности, зарядовой независимости сильных взаи-

модействий и инвариантности по отношению к обращению времени<sup>\*)</sup> (последнее требование обеспечивает вещественность факторов  $A(q^2)$ ,  $B(q^2)$  и  $E(q^2)$ ).

Гольдбергер и Трейман показали<sup>/25/</sup>, что если бы аксиальный ток, подобно векторному, сохранялся, это привело к очень большой величине константы  $B$ , соответствующей наведенному псевдоскалярному взаимодействию (в дальнейшем условно называемому "наведенным псевдоскаляром"). Действительно, предположим

$$\frac{\partial}{\partial x_\alpha} J_\alpha^A = 0 \quad (I.31)$$

Тогда

$$\langle N' | \frac{\partial}{\partial x_\alpha} J_\alpha^A \tau^{(1)} | N \rangle = i q_\alpha \langle N' | [i A(q^2) \gamma_\alpha \gamma_5 - B(q^2) \gamma_\alpha \gamma_5 + E(q^2) \bar{\sigma}_{\alpha\beta} q_\beta \gamma_5] \tau^{(1)} | N \rangle \quad (I.32)$$

$\bar{\sigma}_{\alpha\beta}$  - антисимметрично; поэтому последнее слагаемое тождественно обращается в нуль. Отсюда

$$\frac{B}{A} = \frac{\langle N' | \tau^{(1)} i \gamma_\alpha \gamma_5 | N \rangle}{q^2 \langle N' | \tau^{(1)} \gamma_5 | N \rangle} \quad (I.33)$$

Раскрывая  $q_\alpha = p_\alpha^N - p_\alpha^{N'}$  и используя уравнение Дирака, в итоге получаем:

$$\frac{B}{A} = \frac{2M}{q^2} \quad (I.34)$$

или, для безразмерной величины  $g_p = mB$ ,

$$g_p/g_A = \frac{mB}{A} = \frac{2mM}{q^2} \gg 1 \quad (I.35)$$

Столь большой "наведенный псевдоскаляр" был бы заметен в  $\rho$ -распаде. Он, однако, не был обнаружен, что отвергает предположение (I.31).

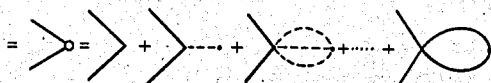
Расчет перенормировки аксиального взаимодействия был проведен с помощью дисперсионных соотношений Гольдбергером и Трейманом<sup>/26/</sup>.

Из различных диаграмм, дающих вклад в перенормированную вершину  $\gamma_\alpha$

$$\langle N' | i A(q^2) \gamma_\alpha \gamma_5 - B(q^2) \gamma_\alpha \gamma_5 | N \rangle = \quad (I.36)$$

\*) Тем же требованиям отвечает выражение (I.24).

\*\*) Здесь, в отличие от (I.30), опущен член с  $E(q^2)$ . По этому поводу см. § 5.



для псевдоскалярного члена с  $B$  ( $q^2$ ) оказывается наиболее существенной одномеронная диаграмма, в то время как первая диаграмма (затравочное взаимодействие) для него вообще равна нулю в соответствии с гипотезой УВФ. Пренебрегая всеми другими диаграммами, кроме одномеронной, мы выражаем вершину наведенного псевдоскалярного взаимодействия через простую полюсную диаграмму, все блоки которой могут быть найдены из других экспериментов:

$$(I.37a)$$

$$B = - \frac{\sqrt{2} GF}{q^2 + m_\pi^2}, \quad (I.37b)$$

здесь  $G$  -перенормированная пион-нуклонная вершина,  
 $F(q^2)$ -формфактор вершины, описывающий распад

$$\pi \rightarrow \mu + \nu, \quad (I.38)$$

$\frac{1}{q^2 + m_\pi^2}$  -функция распространения пиона.

При  $q^2 = -m_\pi^2$  величина  $F(-m_\pi^2)$  может быть выражена через вероятность процесса (I.38). Если использовать экспериментальное время жизни пиона, получим:

$$|F(-m_\pi^2)|^2 = 0,115 \frac{\sqrt{2} GM \beta_A}{2 \pi^2} \quad (I.39)$$

( $M$  -масса нуклона). Раскрывая вершину  $\pi \rightarrow \mu + \nu$ :

$$(I.40)$$

можно получить знак  $F(-m_\pi^2)$ :

$$F(-m_{\pi}^2) < 0 \quad (I.41)$$

(конечно, процедура (I.40) означает принятие ещё одного, независимого предположения). В результате, вводя безразмерную псевдоскалярную константу

$$g_{\rho} = m_{\mu} B, \quad (I.42)$$

получим<sup>/27/</sup>, что в  $\mu$ -захвате

$$g_{\rho} = 7 g_A. \quad (I.43)$$

В процессах  $\beta$ -распада и  $K$ -захвата эффективная псевдоскалярная константа соответственно на два порядка меньше:

$$g_{\rho} = \frac{1}{20} g_A. \quad (I.44)$$

В аксиальное слагаемое перенормированной вершины (I.36) одномезонная диаграмма вообще не дает вклада. Что касается более сложных диаграмм, то, как всегда, они приводят к весьма слабой зависимости перенормированной вершины от  $q^2$  (взаимодействие на малых расстояниях). Поэтому, не имея возможности провести количественный расчет перенормировки в этом случае, можно, тем не менее, усмотреть в разложении (I.36) другой очень важный результат: в широком интервале изменений  $q^2$ , охватывающем значения, существенные для  $\beta$ -распада и  $\mu$ -захвата, перенормированный аксиальный формфактор  $A(q^2)$  выступает как константа:

$$A = g_A^{(4)} = g_A^{(\beta)}$$

Её абсолютная величина определена соотношением (I.6). Тейлор<sup>/27/</sup> рассмотрел вклад в  $B(q^2)$  более сложных, чем одномезонная, "массивных" диаграмм. Подобно аксиальному формфактору  $A(q^2)$ , соответствующие добавки слабо зависят от  $q^2$ . Это позволяет заменить выражение (I.37) более точным:

$$B(q^2) = - \frac{\sqrt{2} GF}{q^2 + m_{\pi}^2} + \Delta B, \quad (I.45)$$

где  $\Delta B$  - феноменологическая константа, которая в принципе может быть рассчитана или же, подобно  $g_A$ , должна извлекаться из эксперимента.

Вопрос о наведенном псевдоскаляре рассматривался также Вольфенштейном<sup>/28/</sup> (в рамках теории возмущений) и Намбу<sup>/29/</sup> - в рамках гипотезы частичного сохранения аксиального тока<sup>/29-30/</sup>. Согласно последней, условие сохранения аксиального тока справедливо лишь при асимптотически больших  $q^2$ :  $q^2 \gg m_{\pi}^2$ . В связи с этим надо видоизменить выра-

жение (I.35), являющееся следствием гипотезы полного сохранения аксиального тока:

$$\frac{g_p}{g_A} = \frac{2mM}{q^2} \longrightarrow \frac{g_p}{g_A} = \frac{2mM}{q^2 + m_\pi^2} \quad (I.46)$$

Соотношение (I.46) приводит примерно к тому же значению  $g_p$ , что и процедура Гольдбергера-Треймана.

§ 5. G-инвариантность токов. Вопрос о наведенном скалярном и наведенном тензорном взаимодействии

Вернемся к выражению (I.24). Последнее слагаемое векторного тока

$$i g_V \bar{N}' \tau^{(2)} F(q^2) g_A N \quad (I.47)$$

соответствует, в более обычной записи, скалярному варианту слабого взаимодействия. Действительно, перенося  $g_A$  в лептонную часть лагранжиана

$$\bar{\psi} (1 - \gamma_5) \gamma_\alpha \psi$$

и используя уравнение Дирака для лептонов, легко прийти к выражению

$$g_S [\bar{N}' \tau^{(2)} N] \{ \bar{\psi} (1 - \gamma_5) \gamma_\alpha \psi \} \quad (I.48)$$

с константой

$$g_S = g_V m F, \quad (I.49)$$

где  $m$  — масса электрона (в  $\beta$ -распаде) или  $\mu$ -мезона (в  $\mu$ -захвате). Напомним, что выше мы обратили  $F(q^2)$ , а вместе с тем и  $g_S$ , в нуль, исходя из гипотезы сохраняющегося векторного тока.

Обратимся теперь к последнему слагаемому аксиального тока (I.30):

$$\bar{N}' \tau^{(2)} E(q^2) \sigma_{\alpha\beta} q_\beta \gamma_5 N \quad (I.50)$$

Снова используя уравнение Дирака, легко убедиться в том, что слагаемое с  $E(q^2)$  соответствует наведенному тензорному взаимодействию с константой

$$g_T = 2ME \quad (I.51)$$

Существуют общие аргументы, которые позволяют одновременно потребовать обращения в нуль и наведенного скалярного, и наведенного тензорного взаимодействия. Они следуют из положения G-инвариантности нуклонных токов.

$G$  -четность частицы или системы частиц характеризует поведение соответствующей волновой функции при комбинированном преобразовании, состоящем из поворота вокруг оси 2 в изотопическом пространстве на  $180^\circ$  ( $T_2$ -поворот) и зарядового сопряжения  $C$  :

$$G = CT_2 \quad (I.52)$$

Легко убедиться ( см., например,  $^{131}I$  ), что затравочные токи универсального взаимодействия ферми-векторный

$$j_\alpha^V = \bar{N}' \gamma_\alpha N \quad (I.53)$$

и аксиальный

$$j_\alpha^A = \bar{N}' \gamma_\alpha \gamma_5 N \quad (I.54)$$

имеют определенные (и разные)  $G$  -четности. Истинные токи  $J_\alpha^V$  и  $J_\alpha^A$  несут на себе влияющие сильные взаимодействия. Но эти сильные взаимодействия, перенормирующие затравочные токи  $j_\alpha^V$  и  $j_\alpha^A$ , изотопически инвариантны и сохраняют зарядовую четность. Следовательно,  $G$  -четность токов  $J_\alpha^V$  и  $J_\alpha^A$  должна равняться  $G$  -четности токов  $j_\alpha^V$  и  $j_\alpha^A$  соответственно.

Однако непосредственная проверка показывает, что различные слагаемые, входящие в  $J_\alpha^V$  и  $J_\alpha^A$ , ведут себя по-разному при  $G$  -преобразовании (причем, поскольку все они являются компонентами изовектора, это различие возникает при проведении зарядового сопряжения). При зарядовом сопряжении скаляр, псевдоскаляр и псевдовектор не меняют знака, а вектор и тензор меняют знак. Поэтому надо потребовать исключения из векторного тока  $J_\alpha^V$  наведенного скаляра ( $F=0$ ), а из аксиального тока  $J_\alpha^A$  -наведенного тензора ( $E=0$ ).

### § 6. Эффективный гамильтониан $\mu$ -захвата

Итак, в рамках теории УВ с учетом гипотезы сохраняющегося векторного тока и соображений  $G$  -четности токов, матричный элемент процесса

$$\mu^- + p \rightarrow n + \nu \quad (I.55)$$

имеет вид /26,32/

$$\sqrt{2} M = \{ \bar{u}_\nu (1 - \gamma_5) i \gamma_\alpha \gamma_5 u_\mu \} \{ g_A (\bar{u}_n i \gamma_\alpha \gamma_5 u_p) - \frac{g_p}{m_\mu} (\bar{u}_n \gamma_\alpha \gamma_5 u_p) \} + \quad (I.56)$$

$$+ \{ \bar{u}_\nu (1 - \gamma_5) \gamma_\alpha u_\mu \} \{ g_V (\bar{u}_n \gamma_\alpha u_p) - i \frac{g_M}{2M} (\bar{u}_n \sigma_{\alpha\beta} g_\beta u_p) \} ,$$

где

$$g_V^{(\mu)} = 0,97 g_V^{(p)} ,$$



$$\begin{aligned}
 g_A^{(4)} &= g_A^{(1)} \\
 g_P^{(4)} &= 7 g_A^{(4)} \\
 g_M^{(4)} &= (\mu_p - \mu_n) g_V = 3,7 g_V \\
 &= (1 - 1) g_V = 0
 \end{aligned}
 \tag{I.57}$$

Для получения из (I.56) эффективного гамильтониана  $\hat{H}_\mu$ , описывающего захват мюона произвольным ядром, воспользуемся, следуя Бужжи и Примакову<sup>/33/</sup>, уравнением Дирака. Построим  $\hat{H}_\mu$  так, чтобы он действовал на двухкомпонентные спиноры нуклонов. Записывая  $u$  в виде

$$u = \sqrt{\frac{E+M}{2M}} \begin{pmatrix} \chi \\ \varphi \end{pmatrix}
 \tag{I.58}$$

и используя соотношение между  $\chi$  и  $\varphi$  для свободных фермионов

$$\chi = - \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{E+M} \varphi,
 \tag{I.59}$$

приходим к окончательному выражению<sup>/34/</sup> ( $\hbar = c = m_e = 1$ ):

$$\begin{aligned}
 \hat{H}_\mu &= \sum_{i=1}^A \bar{\sigma}_i^{-1} \left\{ g_V 1_i L(1) + g_A \vec{\sigma}_i L(\vec{\sigma}) + \frac{g_V}{2M} (2L(\vec{\alpha}) \hat{p}_i + \hat{p}_i L(\vec{\alpha})) + \right. \\
 &+ \left. \frac{g_V}{2M} (1 + \mu_p - \mu_n) i \vec{\sigma}_i \hat{p}_i L(\vec{\alpha}) + \frac{g_A}{2M} (2L(\gamma_s) \vec{\sigma}_i \hat{p}_i + \vec{\sigma}_i \hat{p}_i L(\gamma_s)) - \frac{g_P}{2M} \vec{\sigma}_i \hat{p}_i L(\beta \gamma_s) \right\},
 \end{aligned}
 \tag{I.60}$$

где

$$\vec{\alpha} = \begin{pmatrix} 0 & \vec{\sigma} \\ \vec{\sigma} & 0 \end{pmatrix}; \quad L(\hat{a}) \equiv \psi_v^+ \frac{1 + \gamma_5}{\sqrt{2}} \hat{a} \psi_\mu.
 \tag{I.61}$$

Операторы, помеченные индексом  $i$ , действуют на нуклоны, остальные - на лептоны. При этом

$$\hat{p} = \hat{p}_V - \hat{p}_\mu.
 \tag{I.62}$$

При выводе (I.60) сделаны следующие предположения:

а) взаимодействие ядра с лептонами определяется независимым вкладом отдельных нуклонов; то обстоятельство, что нуклон находится вне массовой поверхности, - не учитывается;

б) все перенормированные константы слабого взаимодействия для нуклонов в ядре - те же, что для свободных нуклонов;

в) движение нуклонов в ядре рассматривается в нерелятивистском приближении;

г) опущены члены порядка  $(\hat{p}/2M)^2$ ;

(пункты а) и б) известны обычно под названием "импульсного приближения").

Можно продвинуться дальше в упрощении выражения  $H_\mu$ , раскрыв его лептонную часть

$$H' = \frac{1}{2} (1 - \vec{\sigma} \cdot \vec{v}) \sum_{i=1}^A \tau_i^{i'} \left\{ G_V 1 \cdot 1_i + G_A \vec{\sigma} \vec{\sigma}_i - G_P (\vec{\sigma} \cdot \vec{v}) (\vec{\sigma}_i \cdot \vec{v}) - \right. \\ \left. - \frac{g_V}{M} (\vec{\sigma} \cdot \vec{v}) (\vec{\sigma} \cdot \vec{p}_i) - \frac{g_A}{M} (\vec{\sigma} \cdot \vec{v}) (\vec{\sigma}_i \cdot \vec{p}_i) \right\}, \quad (I.63)$$

где  $\vec{v} = \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|}$ .

В (I.63) новые эффективные константы взаимодействия  $G_V$ ,  $G_A$  и  $G_P$  являются комбинациями констант (I.57)\*

$$G_V = G_F = g_V \left( 1 + \frac{g}{2M} \right) + g_S, \\ G_A = g_A - (g_V + g_M) \frac{g}{2M}, \\ G_P = \left[ (g_P - g_A) - (g_V + g_M + g_T) \right] \frac{g}{2M} \quad (I.64)$$

(здесь мы ради общности выражений для  $G$  сохранили константы  $g_S$  и  $g_T$ ).

При записи (I.63) в целях получения компактного выражения, удобного для проведения качественных рассмотрений, сделаны следующие дополнительные предположения:

д)  $\mu$ -мезон-нерелятивистский:

$$\psi_\mu = \begin{pmatrix} 0 \\ \varphi \end{pmatrix}; \quad (I.65)$$

е) не учитывается действие оператора  $\hat{p}_\mu$  на мезонную функцию.

С помощью (I.63) получаем вероятность захвата мюона с переходом ядра из состояния  $a$  в состояние  $b$ :

$$W(a \rightarrow b) = \frac{g_{ab}^2}{2\pi} \int \frac{d\vec{v}}{4\pi} \left\{ G_V^2 |J_1|^2 + G_A^2 |J_{\vec{\sigma}}|^2 + (G_P^2 - 2 G_P G_A) |\vec{v} \cdot J_{\vec{\sigma}}|^2 - \right. \\ \left. - \frac{G_V g_V}{M} \left( (J_1)^* (J_{\vec{p}}) \vec{v} + \text{к.с.} \right) - \frac{G_A g_A - G_P g_A}{M} \left( (\vec{v} \cdot J_{\vec{\sigma}})^* (J_{\vec{p}} \vec{\sigma}) + \text{к.с.} \right) - \right. \\ \left. - \frac{G_A g_V}{M} i \vec{v} \cdot \left( (J_{\vec{\sigma}}) \times (J_{\vec{p}})^* + \text{к.с.} \right) \right\}, \quad (I.66)$$

\* В дальнейшем, по аналогии с фермиевской эффективной константой  $G_F$ , будет иногда употребляться гамов-теллеровская эффективная константа  $G_{G-T}$ :

$$G_{G-T}^2 = G_A^2 + \frac{1}{3} G_P^2 - \frac{2}{3} G_A G_P.$$

где

$$\begin{aligned}
 \int 1 &\equiv \langle \beta | \sum_i \tau_i^{(1)} \exp(-i\vec{q}\vec{r}_i) \varphi_\mu(\tau_i) | \alpha \rangle, \\
 \int \vec{\sigma} &\equiv \langle \beta | \sum_i \tau_i^{(1)} \exp(-i\vec{q}\vec{r}_i) \varphi_\mu(\tau_i) \vec{\sigma}_i | \alpha \rangle, \\
 \int \vec{p} &\equiv \langle \beta | \sum_i \tau_i^{(1)} \exp(-i\vec{q}\vec{r}_i) \varphi_\mu(\tau_i) \vec{p}_i | \alpha \rangle, \\
 \int \vec{p} \vec{\sigma} &\equiv \langle \beta | \sum_i \tau_i^{(1)} \exp(-i\vec{q}\vec{r}_i) \varphi_\mu(\tau_i) \vec{p}_i \vec{\sigma}_i | \alpha \rangle.
 \end{aligned}
 \tag{I.67}$$

В эффективном гамильтониане (I.60) заключены все гипотезы о слабом взаимодействии, которые мы рассмотрели выше. Таким образом, принципиальный "вопрос к природе" о правильности таких фундаментальных положений, как гипотеза УВФ, гипотеза сохраняющегося векторного тока, положение о  $G$ -инвариантности токов, сводится к более конкретному вопросу о численных значениях констант.

Для оценки относительного вклада различных слагаемых эффективного гамильтониана (I.63) приведем (в единицах  $g_V^{(p)}$ ) значения эффективных констант (I.64), рассчитанные на основании значений (I.57) при  $q = 85 \text{ Мэв}/c^{1/35}$ :

$$\begin{aligned}
 G_V &= 1,01, \\
 G_A &= -1,38, \\
 G_P &= -0,58, \\
 |G_{G-T}| &= 0,88 |G_A|.
 \end{aligned}
 \tag{I.68}$$

### § 7. Вопросы перенормировки слабого взаимодействия в ядре

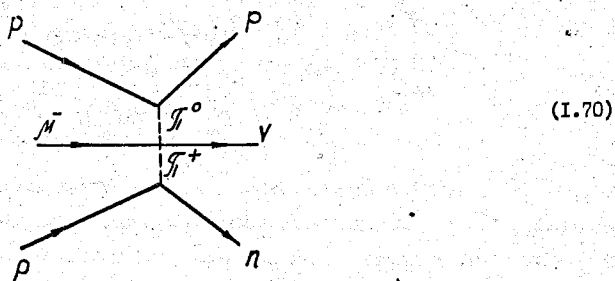
Имеется два рода причин, в силу которых нуклоны, находящиеся в ядерном веществе, взаимодействуют с лептонным полем иначе, чем свободные нуклоны.

Во-первых, "константы" эффективного гамильтониана являются в действительности факторами, зависящими от величины импульса нейтрино. В случае захвата  $\mu$ -мезона ядром часть энергии тратится на преодоление энергии связи нуклонов и нейтрино получает заметно меньшую энергию, чем в случае водорода. В результате, например,

$$\begin{aligned}
 \frac{g_V(\mu^+ p \rightarrow n + \nu)}{g_V^{(p)}} &= C(q^2 = 0,90(m_\mu c)^2) = 0,970, \\
 \frac{g_V(\mu^+ C^{12} \rightarrow B^{12} + \nu)}{g_V^{(p)}} &= C(q^2 = 0,61(m_\mu c)^2) = 0,983.
 \end{aligned}
 \tag{I.69}$$

Во-вторых, слабое взаимодействие нуклонов в ядрах может описываться особыми диаграммами, которые не возникали в задаче изолированного нуклона и которые связаны с учё-

том обменных мезонных токов в ядрах <sup>36,37/</sup>. Ниже приведен пример такой диаграммы.



Как известно, вопрос о характере обменных токов в ядрах разработан вообще очень плохо. В теории  $\mu$ -захвата только начинают появляться работы, где учитываются эффекты такого рода. Например, в работе <sup>38/</sup> (о ней ещё пойдет речь впереди, в главе IV), дана оценка вклада в полную вероятность  $\mu$ -захвата диаграммы (I.70). Он составляет около 1%.

В отличие от эффектов формфакторов, когда вид эффективного гамильтониана остается неизменным, учёт обменных токов приводит к изменению самой структуры гамильтониана - в нем возникают корреляционные двухчастичные слагаемые. В теории  $\beta$ -распада развивается направление <sup>II,39,40/</sup>, где эти корреляционные добавки к гамильтониану слабого взаимодействия рассматриваются на феноменологической основе - путем введения определенного числа дополнительных параметров. Насколько можно судить по литературе, попытки развить теорию  $\mu$ -захвата в этом направлении не проводились.

## II. НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕЗОАТОМНЫХ СОСТОЯНИЙ

В данной главе мы приведем некоторые сведения о мезоатомных процессах и свойствах низших состояний мезоатомов. По этим вопросам имеется большая специальная литература (см., например /41/); мы же коснемся их лишь постольку, поскольку это нужно для понимания вопросов  $\mu$ -захвата.

### § I. Поляризация и деполяризация $\mu$ -мезонов

$\mu$ -мезоны, образовавшиеся в процессе распада  $\pi$ -мезонов ( $\pi \rightarrow \mu + \nu$ ), полностью поляризованы. Попадая в вещество мишени,  $\mu$ -мезон замедляется и, будучи захваченным кулоновским полем атома на одну из далеких орбит, быстро, за время порядка  $10^{-13}$  сек (что много меньше времени жизни  $\tau_{\mu} \sim 10^{-6}$  сек) переходит в результате каскадных переходов на К-орбиту мезоатома.

Переход  $\mu$ -мезона на К-оболочку сопровождается его значительной деполяризацией. Главную роль в процессе деполяризации играет спин-орбитальное взаимодействие мезона с ядром. Его эффективность определяется соотношением между величиной спин-орбитального ("тонкого") расщепления и распадной шириной уровней. Радиационная ширина уровней всегда мала по сравнению с тонким расщеплением. Однако на верхних, сильно возбужденных уровнях очень велика вероятность перехода Оже. Здесь полная ширина уровня больше тонкого расщепления, каскад переходов происходит быстро и мезон "не успевает" деполяризоваться. Можно считать, что мезон практически сохраняет свою начальную поляризацию пока не дойдет до достаточно низких уровней, где тонкое расщепление сравнимо с оже-шириной или превышает ее. Здесь время нахождения мезона на уровне уже достаточно для поворота его спина под действием спин-орбитального взаимодействия - мезон сильно деполяризуется.

Величина деполяризации  $\mu$ -мезона для бесспиновых ядер была вычислена в работах /42-44/. Остаточная поляризация  $\mu$ -мезона оказалась равной примерно 17%.

На опыте остаточная поляризация определяется по величине асимметрии углового распределения электронов, возникающих при распаде мюона. Величина  $P_{\mu}$  для ядер с нулевым спином хорошо согласуется с приведенным выше теоретическим значением (см. таблицу I).

Если спин ядра  $J$  отличен от нуля, появляется дополнительный источник деполяризации мезона - за счет магнитного взаимодействия спинов  $\mu$ -мезона и ядра (при этом, естественно, происходит ещё и поляризация ядра). Учёт спин-спинового взаимодействия при рассмотрении процессов деполяризации был проведен в работах /48-51/. Рассчитанное значение остаточной поляризации для ядер со спином  $J = \frac{1}{2}$  составляет около 8%. Измеренное значение  $P_{\mu} = (4 \pm 4)\%$  для  $F^{19}$  не противоречит этой величине.

Таблица I

Экспериментальные данные об остаточной поляризации  $\mu$ -мезонов<sup>/41/</sup>

Ядра	Спин ядра	$P_{\mu}$ ( в % )	Эксперимент
C <sup>12</sup>	0	14 ± 4	/45/
		24 ± 4	/46/
O <sup>16</sup>	0	15 ± 4	/45/
F <sup>19</sup>	1/2	4 ± 4	/46/
Mg <sup>24</sup>	0	20 ± 5	/45/
		18 ± 4	/46/
Si <sup>28</sup>	0	16 ± 4	/46/
S <sup>32</sup>	0	15 ± 4	/45/
		14 ± 3	/46/
Ca <sup>40</sup>	0	19 ± 1,5	/47/

## § 2. Заселение уровней сверхтонкой структуры мезоатома

Мезоатом с  $\mu$ -мезоном на К-орбите может находиться в двух состояниях сверхтонкой структуры с полным моментом системы ядро-мезон:  $F_+ = J + 1/2$  и  $F_- = J - 1/2$ , где  $J$  - полный момент ядра. Если ядро в начальный момент было не поляризовано, то ни сверхтонкой структуры заселяются согласно статистическим весам ( $\xi_+ = \frac{J+1}{2J+1}$ ,  $\xi_- = \frac{J}{2J+1}$ ). В случае полностью поляризованных ядер расчет заселения уровней выведен для мезоатома He<sup>3</sup>/51/. И в этом случае оно оказалось практически статистическим.

Из-за взаимодействия магнитного момента  $\mu$ -мезона с магнитным моментом ядра происходит расщепление уровней  $F_+$  и  $F_-$  (в случае положительного магнитного момента ядра уровень  $F_+$  лежит выше уровня  $F_-$ ; в противоположном случае - наоборот). Если величина  $\epsilon$  расщепления состояний сверхтонкой структуры превышает энергию связи электрона с ядром, происходит конверсионный переход между этими состояниями.

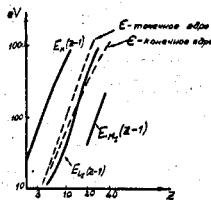


Рис. I. Сравнение сверхтонкого расщепления уровней мезоатома с энергией связи электронов на K, -L- и M - оболочках (по данным работы<sup>/52/</sup>).

$\mu_j = 1$ ,  $J = 1/2$ . Кривая для точечного ядра соответствует  $Z_{\text{эфф}} = Z$ .

На рис. I. показана зависимость  $\epsilon$  и энергии связи электронов на разных орбитах от величины заряда ядра  $Z$  при  $\mu_j = 1$  и  $J = 1/2$ <sup>/52/</sup>. Эти данные можно распространить на ядра с любым спином и магнитным моментом. Из рисунка видно, что сверхтонкое расщепление не бывает настолько большим, чтобы произошла конверсия K-электронов, но всегда достаточно для конверсии с M-орбиты. Для ядер с  $Z < 15$  конверсия может происходить также и с L-орбиты. Расчёты  $\epsilon$  и коэффициентов внутренней конверсии<sup>/52, 53/</sup> привели к следующему выводу: для всех ядер с нечетным  $Z$  в области  $5 \leq Z \leq 35$  вероятность конверсии много больше полной вероятности захвата. Это приводит к нарушению статистической заселенности уровней.

### § 3. Спиновая матрица плотности мезоатома

Соответственно тому, что мезоатом может находиться в одном из двух соотношений сверхтонкой структуры, матрица плотности системы состоит из двух частей<sup>/54/</sup>:

$$\rho_i = \xi_+ \beta_i(F_+) \rho_+ + \xi_- \beta_i(F_-) \rho_- \quad (2.1)$$

где  $\beta_i(F)$  - матрица плотности соответствующего состояния мезоатома,  $\xi_+$  и  $\xi_-$  - веса состояний  $F_+$  и  $F_-$  (не равные, в общем случае, их статистическим весам), а  $\rho_+$  и  $\rho_-$  - проекционные операторы.

Удобно сразу перейти от матрицы плотности к спин-тензорам:

$$\langle FM | \rho_i(F) | FM' \rangle = \sqrt{\frac{1}{2F+1}} \sum_{K=0}^{2F} \langle FMKq : FM \rangle \sqrt{2K+1} G_{Kq}^F \quad (2.2)$$

Если ось  $Z$  направить по вектору поляризации мезоатома  $\vec{P}_F$ , то

$$\begin{aligned} G_{00}^F &= \sqrt{\frac{1}{2F+1}} \quad , \\ G_{10}^F &= P_F \sqrt{\frac{3F}{(F+1)(2F+1)}} \quad , \\ G_{20}^F &= Q_F F \sqrt{\frac{5F}{(2F-1)(2F+1)(2F+3)(F+1)}} \quad , \end{aligned} \quad (2.3)$$

где

$$P_F = \frac{\langle F_z \rangle}{F} \quad (2.4a)$$

степень поляризации мезоатомов в данном состоянии  $F$ ,

$$Q_F = \frac{\langle 3F_z^2 - F^2 \rangle}{F^2} \quad (2.4b)$$

коэффициент выстроенности.

Величины  $P_F$ ,  $Q_F$  и т. д. определяются степенью поляризации начального ядра, поляризацией  $\mu$ -мезона и механизмом перехода мезона на К-орбиту. В случае захвата поляризованного мезона неполяризованным ядром в выражении (2.2) остается только два члена:  $k = 0$  и  $1$ .

Приведем выражение для степени поляризации  $\mu$ -мезона  $P_\mu = \langle \vec{P}_\mu \rangle$  в состоянии мезоатома с заданными  $F$  и  $P_F$ :

$$P_\mu = \begin{cases} P_F & ; F = J + 1/2 \\ -\frac{2J-1}{2J+1} P_F & ; F = J - 1/2 \end{cases} \quad (2.5)$$

#### § 4. Волновая функция $\mu$ -мезона на К-орбите

Волновая функция  $\mu$ -мезона на К-орбите в нерелятивистском приближении имеет вид (1.65):

$$\psi_\mu = \begin{pmatrix} 0 \\ \varphi_\mu \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

где

$$\varphi_\mu = G(\tau) \chi_m$$



В случае точечного ядра радиальная функция  $G(\tau)$  записывается в виде

$$G(\tau) = 2(\alpha \chi m_{\mu}')^{3/2} \exp(-\alpha \chi m_{\mu}' \tau), \quad (2.7)$$

где

$$m_{\mu}' = \frac{m_{\mu}}{1 + m_{\mu}/AM}$$

приведенная масса мезона;  $\alpha = 1/137$ .

Однако К-оболочка мезоатома расположена очень близко к ядру и, начиная с  $Z \sim 30$ , мезон вообще большую часть времени находится в ядре. Учет конечных размеров ядра был проведен в расчетах Пустовалова<sup>/55/</sup>.

В случае легких и средних ядер волновая функция  $\mu$ -мезона слабо меняется внутри ядра. Поэтому часто при вычислении ядерных матричных элементов теории  $\mu$ -захвата ее выносят из-под знака интеграла, заменяя средним значением

$$|\varphi_{\mu}|_{\text{ср}}^2 = \int |\varphi_{\mu}|^2 g(\vec{r}) d\vec{r}, \quad (2.8)$$

где  $g(\vec{r})$  - распределение плотности нуклонов в ядре. Удобно пользоваться безразмерной величиной  $R = |\varphi_{\mu}|_{\text{ср}}^2 / |\varphi_{\mu}(0)|^2$ , где  $|\varphi_{\mu}(0)|^2 = \frac{(\alpha \chi m_{\mu}')^3}{\pi}$  - значение в нуле мезонной функции для точечного ядра.

Т а б л и ц а 2

Эффективные заряды ядер (по данным работ Сенса<sup>/56/</sup> и Уиллера<sup>/57/</sup>).

Ядра	Z	Z эфф.	
		/56/	/57/
Be	4	3,97	3,93
C	6	5,75	5,78
O	8	7,47	7,56
Mg	12	10,72	10,83
Si	14	12,27	12,31
S	16	13,69	13,7
Ca	20	16,17	16,2
Ag	47	27,98	26,2
Pb	82	34,18	31,4

Величина  $R$  вычислена во многих работах, например /35/. В частности, для  $O^{16}$   $R = 0,79$ , для  $Ca^{40}$   $R = 0,44$ . В некоторых работах вместо  $R$  вводят величину  $Z_{эфф.}$ , связанную с  $R$  соотношением

$$Z_{эфф.}^4 = R Z^4. \quad (2.9)$$

Величина  $Z_{эфф.}$  вычислена /56,57/ для многих ядер. Значения этой величины для некоторых из них приведены в таблице 2.

В главе I мы получили гамильтониан мюон-нуклонного взаимодействия. Перейдем теперь к рассмотрению матричных элементов этого гамильтониана, определяющих вероятность переходов при  $\mu$ -захвате.

§ I. Ядерные матричные элементы<sup>\*</sup>)

Рассмотрим сначала лептонную скобку  $L(\hat{a}) = \psi_V^\dagger \frac{1 + \gamma_5}{2} \hat{a} \psi_\mu$ . Волновая функция нейтрино-плоская волна:

$$\psi_V(\vec{q}, m; \vec{z}) = \frac{1}{4\pi^{3/2}} \begin{pmatrix} -\vec{\sigma} \cdot \vec{q} \varphi_m \\ \varphi_m \end{pmatrix} \exp(i\vec{q} \cdot \vec{z}) \quad (3.1)$$

Здесь  $\varphi_m$  - двухкомпонентный спинор,  $m$  - проекция спина нейтрино на ось  $z$ . Разложим экспоненту в ряд по сферическим функциям и введем двухкомпонентный спинор  $\chi_{k\mu}$ , описывающий состояния с собственным значением  $j$ :

$$\chi_{k\mu} = \sum_{m_1, m_2} \langle l m_1 \frac{1}{2} m_2 : j \mu \rangle Y_{l m_1}(\vec{z}) \varphi_{m_2} \quad (3.2)$$

Величина  $k$  одновременно определяет орбитальный ( $\vec{l}$ ) и полный ( $\vec{j}$ ) момент нейтрино

$$l(k) = |k| + \frac{1}{2}(S_k - 1), \quad (3.3)$$

$$j(k) = |k| - \frac{1}{2},$$

где  $S_k$  - знак  $k$ . Например,  $k = -1$  соответствует состоянию  $S_k$  и т.д. Тогда функцию нейтрино можно записать в виде

$$\psi_V(\vec{q}, m; \vec{z}) = \sum_{k, \mu, m'} i^l \langle l m' \frac{1}{2} m : j \mu \rangle Y_{l m'}(\vec{z}) \psi_{k\mu}^{(V)} \quad (3.4)$$

Здесь

$$\psi_{k\mu}^{(V)} = \begin{pmatrix} -i f_k \chi_{k\mu} \\ g_k \chi_{k\mu} \end{pmatrix}; \quad (3.5)$$

$$g_k = \pi^{-1/2} j_l(qz); \quad f_k = \pi^{-1/2} S_k j_{\bar{l}}(qz); \quad (3.6)$$

<sup>\*</sup>) В §§ 1-2 мы следуем, в основном, работе Мориты и Фуджи/34/.

$$f_{\kappa} = S_{\kappa} g_{\kappa} ; \quad \bar{\ell} = 2j - \ell . \quad (3.7)$$

Используя волновую функцию (2.5)  $\mu$ -мезона и волновую функцию нейтрино (3.4) и (3.5), рассчитаем сферические компоненты гамильтониана взаимодействия (I.60), определяемые соотношением

$$(\kappa\mu | \hat{H}_{\mu} | -1\mu') = (\psi_{\kappa\mu}^{(v)} | \hat{H}_{\mu} | \psi_{-1\mu'}^{(v)}) , \quad (3.8)$$

$$\begin{aligned} (\kappa\mu | \hat{H}_{\mu} | -1\mu') = & g_V 1(\kappa\mu | 1 -1\mu') + g_A \bar{\sigma} (\kappa\mu | \bar{\sigma} | -1\mu') + \frac{g_V}{2M} \bar{P} (\kappa\mu | \bar{\alpha} | -1\mu') + \\ & + \frac{g_V}{M} (\kappa\mu | \bar{\alpha} | -1\mu') \bar{P} + \frac{g_V}{2M} (1 + \mu_P - \mu_n) i \bar{\sigma} \bar{P} \times (\kappa\mu | \bar{\alpha} | -1\mu') + \\ & + \frac{g_A}{M} (\kappa\mu | \gamma_S | -1\mu') \bar{\sigma} \bar{P} + \frac{g_A}{2M} \bar{\sigma} \bar{P} (\kappa\mu | \gamma_S | -1\mu') - \frac{g_P}{2M} \bar{\sigma} \bar{P} (\kappa\mu | \beta \gamma_S | -1\mu') . \end{aligned} \quad (3.9)$$

Для отдельных слагаемых имеем:

$$\begin{aligned} 1(\kappa\mu | 1 -1\mu') = & (-1)^{\mu+\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{T}{2}} \sum_{\alpha} \langle j-\mu \frac{1}{2} \mu' : \alpha M \rangle \{ S_{0\alpha}(\kappa) I_{0\ell\alpha}^M(\hat{z}) g_{\kappa} + \\ & + i S_{\kappa} S_{0\alpha}(-\kappa) I_{0\ell\alpha}^M(\hat{z}) g_{-\kappa} \} G(\tau) , \end{aligned} \quad (3.10a)$$

$$\begin{aligned} \bar{\sigma} (\kappa\mu | \bar{\sigma} | -1\mu') = & -(-1)^{\mu+\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{T}{2}} \sum_{\alpha} \langle j-\mu \frac{1}{2} \mu' : \alpha M \rangle \{ S_{1\alpha}(\kappa) I_{1\ell\alpha}^M(\hat{z}, \bar{\sigma}) g_{\kappa} + \\ & + i S_{\kappa} S_{1\alpha}(-\kappa) I_{1\ell\alpha}^M(\hat{z}, \bar{\sigma}) g_{-\kappa} \} G(\tau) , \end{aligned} \quad (3.10b)$$

$$\begin{aligned} (\kappa\mu | \bar{\alpha} | -1\mu') \bar{P} = & -(-1)^{\mu+\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{T}{2}} \sum_{\alpha} \langle j-\mu \frac{1}{2} \mu' : \alpha M \rangle i G(\tau) \{ S_{1\alpha}(-\kappa) f_{\kappa} I_{1\ell\alpha}^M(\hat{z}, \bar{P}) + \\ & + i S_{\kappa} S_{1\alpha}(\kappa) f_{-\kappa} I_{1\ell\alpha}^M(\hat{z}, \bar{P}) \} , \end{aligned} \quad (3.10b)$$

$$\begin{aligned} \bar{P} (\kappa\mu | \bar{\alpha} | -1\mu') = & -(-1)^{\mu+\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{T}{2}} \sum_{\alpha} \langle j-\mu \frac{1}{2} \mu' : \alpha M \rangle \left\{ \left( \sqrt{\frac{\ell+1}{2\ell+3}} I_{0\ell,1\alpha}^M(\hat{z}) D_{\alpha}(\ell) - \sqrt{\frac{\ell}{2\ell-1}} I_{0\ell,1\alpha}^M(\hat{z}) D_{\alpha}(\ell) \right) S_{1\alpha}(\kappa) f_{\kappa} + \right. \\ & \left. + i \left( \sqrt{\frac{\ell+1}{2\ell+3}} I_{0\ell,1\alpha}^M(\hat{z}) D_{\alpha}(\ell) - \sqrt{\frac{\ell}{2\ell-1}} I_{0\ell,1\alpha}^M(\hat{z}) D_{\alpha}(\ell) \right) S_{\kappa} S_{1\alpha}(\kappa) f_{-\kappa} \right\} G(\tau) , \end{aligned} \quad (3.10\Gamma)$$

$$\begin{aligned}
 i \vec{\sigma} \vec{p} \times (\kappa \mu / \vec{\alpha} | -1 \mu) = & -\sqrt{3} (-1)^{\mu+1/2} \sum_{\mu'} \langle j-\mu \quad 1/2 \mu'; uM \rangle \{ (\sqrt{\ell+1} W(11u\bar{\ell}: 1\bar{\ell}+1) I_{i\bar{\ell}+1u}^M(\vec{z}, \vec{\sigma}) \mathcal{D}_+(\bar{\ell}) - \\
 & - \sqrt{\ell} W(11u\bar{\ell}: 1\bar{\ell}-1) I_{0\bar{\ell}-1u}^M(\vec{z}, \vec{\sigma}) \mathcal{D}_-(\bar{\ell}) \} S_{1u}(\kappa) f_{\kappa} + i \{ (\sqrt{\ell+1} W(11u\ell: 1\ell+1) \cdot \\
 & \cdot I_{1\ell+1u}^M(\vec{z}, \vec{\sigma}) \mathcal{D}_+(\ell) - \sqrt{\ell} W(11u\ell: 1\ell-1) I_{1\ell-1u}^M(\vec{z}, \vec{\sigma}) \mathcal{D}_-(\ell) \} S_{\kappa} S_{1u}(\kappa) f_{-\kappa} \};
 \end{aligned} \quad (3.10\text{д})$$

$$(\kappa \mu | \gamma_{\beta} | -1 \mu) \vec{\sigma} \vec{p} = (-1)^{\mu+1/2} \sqrt{\frac{1}{2}} \sum_{\mu'} \langle j-\mu \quad 1/2 \mu'; uM \rangle G(\tau) \{ S_{0u}(-\kappa) I_{0\bar{\ell}u}^M(\vec{z}) i f_{\kappa} - S_{\kappa} S_{0u}(\kappa) I_{0\bar{\ell}0}^M(\vec{z}) f_{-\kappa} \} \vec{\sigma} \vec{p}; \quad (3.10\text{е})$$

$$\begin{aligned}
 \vec{\sigma} \vec{p} (\kappa \mu | \gamma_{\beta} | -1 \mu) = & -(-1)^{\mu+1/2} \sqrt{\frac{1}{6}} \sum_{\mu'} \langle j-\mu \quad 1/2 \mu'; uM \rangle \{ \left( \sqrt{\frac{\ell+1}{2\ell+1}} I_{i\bar{\ell}+1u}^M(\vec{z}, \vec{\sigma}) \mathcal{D}_+(\bar{\ell}) - \right. \\
 & - \left. \sqrt{\frac{\ell}{2\ell-1}} I_{i\bar{\ell}-1u}^M(\vec{z}, \vec{\sigma}) \mathcal{D}_-(\bar{\ell}) \right) f_{\kappa} S_{0u}(-\kappa) - i \left( \sqrt{\frac{\ell+1}{2\ell+1}} I_{1\ell+1u}^M(\vec{z}, \vec{\sigma}) \mathcal{D}_+(\ell) - \right. \\
 & \left. - \sqrt{\frac{\ell}{2\ell-1}} I_{1\ell-1u}^M(\vec{z}, \vec{\sigma}) \mathcal{D}_-(\ell) \right) S_{\kappa} S_{0u}(\kappa) f_{-\kappa} \} G(\tau). \quad (3.10\text{ж})
 \end{aligned}$$

В приведенных формулах использованы следующие обозначения:

$$\mathcal{D}_+(w) = \frac{d}{dz} - \frac{w}{z}; \quad \mathcal{D}_-(w) = \frac{d}{dz} + \frac{w+1}{z}; \quad S_{\kappa u}(\kappa) = \sqrt{2(2j+1)} W(\kappa \ell \frac{1}{2} j; u \frac{1}{2});$$

$$I_{1m_1}^M(\vec{z}, \vec{a}) = \sum_{m_1, m_2} \langle 1m_1, 1m_2; uM \rangle Y_{1m_2}(\vec{z}) I_{1m_1}^M(\vec{a}); \quad (3.11)$$

$$I_{1m}^M(\vec{a}) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} a_{1m}; \quad I_{0m_1}^M(\vec{z}) = \sqrt{\frac{1}{4\pi}} Y_{0m_1}(\vec{z}) \delta_{m_1 0}.$$

Из соотношений (3.10) следует, что  $\mu$ -захват описывается восемью типами операторов  $F_{\kappa u}^{uM}$ :

1.  $\int_{\omega} (\varrho z) I_{0m_1}^M(\vec{z}) G(\tau) \delta_{m_1 0};$
2.  $\int_{\omega} (\varrho z) I_{1m_1}^M(\vec{z}, \vec{\sigma}) G(\tau);$
3.  $I_{0m_1}^M(\vec{z}) \delta_{m_1 0} \{ \mathcal{D}_+(\omega-1) \int_{\omega-1} (\varrho z) G(\tau) \} = I_{0m_1}^M(\vec{z}) \delta_{m_1 0} \varrho \left\{ -\int_{\omega} (\varrho z) + \int_{\omega-1} (\varrho z) \frac{d}{\varrho dz} \right\} G(\tau);$
4.  $I_{0m_1}^M(\vec{z}) \delta_{m_1 0} \{ \mathcal{D}_-(\omega+1) \int_{\omega+1} (\varrho z) G(\tau) \} = I_{0m_1}^M(\vec{z}) \delta_{m_1 0} \varrho \left\{ \int_{\omega} (\varrho z) - \int_{\omega+1} (\varrho z) \frac{d}{\varrho dz} \right\} G(\tau);$

4.  $I_{owu}^M(\vec{z}) \delta_{uw} \{ \mathcal{D}_{(w+1)j_{w+1}}(qz) G(z) \} = I_{owu}^M(\vec{z}) \delta_{uw} q \{ j_w(qz) + j_{w+1}(qz) \frac{d}{q dz} \} G(z);$
5.  $I_{uwu}^M(\vec{z}, \vec{\sigma}) \{ \mathcal{D}_{(w-1)j_{w-1}}(qz) G(z) \} = I_{uwu}^M(\vec{z}, \vec{\sigma}) q \{ -j_w(qz) + j_{w+1}(qz) \frac{d}{q dz} \} G(z);$
6.  $I_{uwu}^M(\vec{z}, \vec{\sigma}) \{ \mathcal{D}_{(w+1)j_{w+1}}(qz) G(z) \} = I_{uwu}^M(\vec{z}, \vec{\sigma}) q \{ j_w(qz) + j_{w+1}(qz) \frac{d}{q dz} \} G(z);$
7.  $i j_w(qz) G(z) I_{uwu}^M(\vec{z}, \vec{\rho});$
8.  $i j_w(qz) G(z) I_{owu}^M(\vec{z}) \delta_{uw}(\vec{\sigma}, \vec{\rho}).$

Этим операторам соответствуют восемь типов приведенных матричных элементов

$$[k w u] = \frac{\langle \mathcal{J}_i M_j | \sum_{i=1}^A \varphi_i^{(-)} F_{k w}^{u M}(i) | \mathcal{J}_i M_i \rangle}{\langle \mathcal{J}_i M_i \text{ и } M: \mathcal{J}_i M_j \rangle} \quad (3.13)$$

( 1 )	( 2 )	( 3 )	( 4 )	( 5 )	( 6 )	( 7 )	( 8 )
[owu]	[uwu]	[owu+]	[owu-]	[uwu+]	[uwu-]	[uwuρ]	[owuρ]

(цифры в скобках указывают соответствие приведенных матричных элементов (3.13) операторам - (3.12)).

Величина  $u$  - ранг тензора  $F_{k w}^{u M}$  - определяет правила отбора по  $\mathcal{J}$  :

$$\mathcal{J}_i + \mathcal{J}_j \geq u \geq |\mathcal{J}_i - \mathcal{J}_j| \quad (3.14)$$

$w$  - есть ранг сферической гармоники от аргумента  $\vec{z}$  и определяет изменение четности при переходах

$$\Delta \mathcal{J} = \begin{cases} (-1)^w & \text{для } [k w u] \text{ и } [k w u \pm], \\ (-1)^{w+1} & \text{для } [k w u \rho] \end{cases} \quad (3.15)$$

Для легких и средних ядер аргумент сферической функции Бесселя  $J_w(\rho z)$  вплоть до границы ядра не превышает величины порядка  $1 - 2$ . В этой области значений аргумента

$$J_{w+2}(\rho z) \leq (10^{-4} \div 10^{-2}) J_w(\rho z). \quad (3.16)$$

Это приводит к соотношениям:

$$\begin{aligned} [k w + 2 u] &\leq 3 \cdot 10^{-2} [k w u], \\ [k w + 2 u \pm] &\leq 3 \cdot 10^{-2} [k w u \pm], \\ [k w + 2 u \rho] &\leq 3 \cdot 10^{-2} [k w u \rho]. \end{aligned} \quad (3.17a)$$

Для матричных элементов, содержащих оператор  $\vec{p}$ , справедливо соотношение

$$\frac{1}{M} [k w u \rho] \sim \frac{P}{M} [k w u] \sim 0, 1 [k w u], \quad (3.17b)$$

где  $P$  - импульс нуклона в ядре.

Кроме того, можно указать ещё на соотношение.

$$[k w u \pm] \sim [k w u]. \quad (3.17b)$$

Легко выразить матричный элемент перехода через введенные операторы:

$$\langle J_1 M_1, \vec{q} | \hat{T} | J_2 M_2, \frac{1}{2} m \rangle = \sqrt{\frac{1}{2}} \sum (-1)^{\mu + \frac{1}{2} m} i^{-L} M_u(\kappa) Y_{\ell \mu}(\vec{v}) \langle \ell \mu, \frac{1}{2} m; j \mu, -\frac{1}{2} m : u M \rangle \langle J_1 M_1, u M : J_2 M_2 \rangle, \quad (3.18)$$

$M_u(\kappa)$  удобно представить в виде суммы

$$M_u(\kappa) = \mu_u(\kappa) + i S_\kappa \mu_u(-\kappa). \quad (3.19)$$

При заданном  $u$  величина  $\kappa$  принимает четыре значения. Мы выпишем все выражения

$\mu_u(\kappa)$ , соответствующие этим значениям  $\kappa$ :

$$\begin{aligned} \mu_u(\kappa = u) = & \sqrt{\frac{2}{2u+1}} \left\{ g_v \sqrt{u} [ouu] - g_A \sqrt{\frac{u+1}{3}} [uuu] + g_v \frac{g}{2M} \sqrt{u} [ouu+] + \right. \\ & \left. + g_v \frac{g}{2M} (1 + \mu_p - \mu_n) \sqrt{\frac{u+1}{3}} [uu+] - \frac{g_v}{M} \sqrt{\frac{2u+1}{3}} [uu+u] \right\}; \end{aligned} \quad (3.20a)$$

$$\mu_u(\kappa=-u-1) = \sqrt{\frac{2}{2u+1}} \left\{ g_V \sqrt{u+1} [0uu] + g_A \sqrt{\frac{u}{3}} [1uu] + g_V \frac{g}{2M} \sqrt{u+1} [0uu] - \right. \\ \left. - g_V \frac{g}{2M} (1+\mu_p - \mu_n) \sqrt{\frac{u}{3}} [1uu] - \frac{g_V}{M} \sqrt{\frac{2u+1}{3}} [1u+1u] \right\}; \quad (3.20a)$$

$$\mu_u(\kappa=-u) = \sqrt{\frac{2}{2u+1}} \left\{ -g_A \sqrt{\frac{2u+1}{3}} [1u-1u] - \frac{g_A}{M} \sqrt{u} [0u1u] + \frac{g_V}{M} \sqrt{\frac{u+1}{3}} [1u1u] - \right. \\ \left. - g_V \frac{g}{2M} (1+\mu_p - \mu_n) \sqrt{\frac{u+1}{3}} \left( \sqrt{\frac{u}{2u+1}} [1u+1u] - \sqrt{\frac{u+1}{2u+1}} [1u-1u] \right) - \right. \\ \left. - (g_A - g_P) \frac{g}{2M} \sqrt{\frac{u}{3}} \left( \sqrt{\frac{u+1}{2u+1}} [1u+1u] + \sqrt{\frac{u}{2u+1}} [1u-1u] \right) \right\}; \quad (3.20b)$$

$$\mu_u(\kappa=u+1) = \sqrt{\frac{2}{2u+1}} \left\{ g_A \sqrt{\frac{2u+1}{3}} [1u+1u] + \frac{g_A}{M} \sqrt{u+1} [0u1u] + \frac{g_V}{M} \sqrt{\frac{u}{3}} [1u1u] - \right. \\ \left. - g_V \frac{g}{2M} (1+\mu_p - \mu_n) \sqrt{\frac{u}{3}} \left( \sqrt{\frac{u}{2u+1}} [1u+1u] - \sqrt{\frac{u+1}{2u+1}} [1u-1u] \right) + \right. \\ \left. + (g_A - g_P) \frac{g}{2M} \sqrt{\frac{u+1}{3}} \left( \sqrt{\frac{u+1}{2u+1}} [1u+1u] + \sqrt{\frac{u}{2u+1}} [1u-1u] \right) \right\}. \quad (3.20r)$$

## § 2. Классификация переходов.

Выполненное разложение аналогично известному разложению в теории  $\beta$ -распада. Классификация переходов по степеням запрета проводится тоже по аналогии с  $\beta$ -распадом. Степень запрета определяют два квантовых числа:  $u$  и  $w$ .

В разрешенных переходах  $u$  равно 0 и 1 и четность не меняется (этому условию соответствуют правила отбора  $\Delta J = 0$  и 1). Вероятность разрешенных переходов определяется комбинациями матричных элементов:

$$\mu_0(-1) = \sqrt{2} \left\{ g_V [000] + g_V \frac{g}{2M} [000] - \sqrt{\frac{1}{3}} \frac{g_V}{M} [110] \right\}; \quad (3.21)$$

$$\mu_1(-1) = \sqrt{\frac{2}{3}} \left\{ -g_A [101] - g_V \frac{g}{2M} (1+\mu_p - \mu_n) \sqrt{\frac{2}{3}} \left( \sqrt{\frac{1}{3}} [121] - \sqrt{\frac{2}{3}} [101] \right) - \right. \\ \left. - \frac{g_A}{M} [011] + \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{g_V}{M} [111] - (g_A - g_P) \frac{g}{2M} \sqrt{\frac{1}{3}} \left( \sqrt{\frac{2}{3}} [121] + \sqrt{\frac{1}{3}} [101] \right) \right\}. \quad (3.22)$$

Их аналогом в  $\beta$ -распаде являются фермиевский и гамов-теллеровский матричные элементы. Однако, кроме этих двух комбинаций, в теории  $\mu$ -захвата появляется ещё и третья:



$$\mu_1(2) = \sqrt{\frac{2}{3}} \left\{ g_A [121] - \sqrt{\frac{1}{3}} g_V \frac{g}{2M} (1 + \mu_p - \mu_n) (\sqrt{\frac{2}{3}} [121+] - \sqrt{\frac{2}{3}} [101-]) + \frac{g_V}{M} \sqrt{\frac{1}{3}} [111\rho] + \frac{g_A - g_V}{M} \sqrt{2} [011\rho] + (g_A - g_V) \frac{g}{2M} \sqrt{\frac{2}{3}} (\sqrt{\frac{2}{3}} [121+] + \sqrt{\frac{2}{3}} [101-]) \right\}; \quad (3.23)$$

Переходы первого запрета. Здесь  $u = 0, 1$  и  $2$  и четность меняется. Вероятность переходов определяется следующими комбинациями матричных элементов:

$$\mu_0(1) = \sqrt{2} \left\{ \sqrt{\frac{1}{3}} g_A [110] + \frac{g_A}{M} [000\rho] + (g_A - g_V) \frac{g}{2M} \sqrt{\frac{1}{3}} [110+] \right\}; \quad (3.24)$$

$$\mu_1(1) = \sqrt{\frac{2}{3}} \left\{ g_V [011] - g_A \sqrt{\frac{1}{3}} [111] + g_V \frac{g}{2M} [011+] - \frac{g_V}{M} [101\rho] + g_V \frac{g}{2M} (1 + \mu_p - \mu_n) [111+] \sqrt{\frac{2}{3}} \right\}; \quad (3.25)$$

$$\mu_1(-2) = \sqrt{\frac{2}{3}} \left\{ g_V \sqrt{2} [011] + g_A \sqrt{\frac{1}{3}} [111] + g_V \frac{g}{2M} \sqrt{2} [011+] - \frac{g_V}{M} [121\rho] - g_V \frac{g}{2M} (1 + \mu_p - \mu_n) \sqrt{\frac{2}{3}} [111+] \right\}; \quad (3.26)$$

$$\mu_2(-2) = \sqrt{\frac{2}{3}} \left\{ -\sqrt{\frac{1}{3}} g_A [112] - g_V \frac{g}{2M} (1 + \mu_p - \mu_n) (\sqrt{\frac{2}{3}} [132+] - \sqrt{\frac{2}{3}} [112-]) - \frac{g_V}{M} \sqrt{2} [022\rho] + \frac{g_V}{M} [122\rho] - (g_A - g_V) \frac{g}{2M} \sqrt{\frac{2}{3}} (\sqrt{\frac{2}{3}} [132+] + \sqrt{\frac{2}{3}} [112-]) \right\}; \quad (3.27)$$

$$\mu_2(3) = \sqrt{\frac{2}{3}} \left\{ \sqrt{\frac{1}{3}} g_A [132] - \sqrt{\frac{1}{3}} \frac{g}{2M} g_V (1 + \mu_p - \mu_n) (\sqrt{\frac{2}{3}} [132+] - \sqrt{\frac{2}{3}} [112-]) + \frac{g_V}{M} \sqrt{2} [022\rho] + \frac{g_V}{M} \sqrt{\frac{2}{3}} [122\rho] + (g_A - g_V) \frac{g}{2M} (\sqrt{\frac{2}{3}} [132+] - \sqrt{\frac{2}{3}} [112-]) \right\}. \quad (3.28)$$

Переходы  $\mu$ -ого запрета. Здесь  $u = \mu$  и  $\mu + 1$ , а изменение четности определяется множителем  $(-1)^\mu$ . Комбинация матричных элементов, определяющая вероятность в общем случае, была уже приведена ранее (см. 3.20).

### § 3. Спиновая матрица плотности конечного ядра<sup>\*)</sup>

Зная матричный элемент взаимодействия (3.18 - 3.20), можно получить матрицу плотности конечной системы (дочернее ядро + нейтрино), образовавшейся в результате захвата  $\mu$ -мезона

$$\rho_j(F) = 2\pi \varepsilon(q^2) H \rho_i(F) H^\dagger, \quad (3.29)$$

\*) Далее мы следуем, в основном, работам /58-60/.

где  $\varepsilon(q^2)$  - число конечных состояний на единичный интервал энергии

$$\varepsilon(q^2) = q^2 \frac{d\rho}{dE_f}; \quad \frac{d\rho}{dE_f} = 1 - \frac{q}{m_\mu + AM} \approx 1.$$

Подставив в (3.29) матричный элемент гамильтониана взаимодействия (3.18) и взяв шпур по переменным нейтрино, получим спин-тензоры дочернего ядра:

$$\begin{aligned} \langle \mathcal{J}_i M_i, \vec{q} \nu | \rho_f | \mathcal{J}_i' M_i', \vec{q} \nu' \rangle &= 2\pi q^2 \sum \langle \mathcal{J}_i M_i, \vec{q} \nu | \hat{H}_\mu | FM \rangle \langle FM | \rho_f | FM' \rangle \langle \mathcal{J}_i' M_i', \vec{q} \nu' | \hat{H}_\mu | FM' \rangle^* = \\ &= 2\pi q^2 \sum (-1)^{F-N} T_{\kappa\alpha}^F \langle \mathcal{J}_i M_i, \frac{1}{2} m; FM \rangle \langle FM F - N; \kappa\alpha \rangle \langle \mathcal{J}_i' M_i', \frac{1}{2} \bar{m}; FM' \rangle^* \\ &\cdot \langle \mathcal{J}_i M_i, \vec{q} \nu | \hat{H}_\mu | \mathcal{J}_i M_i, \frac{1}{2} m \rangle \langle \mathcal{J}_i' M_i', \vec{q} \nu' | \hat{H}_\mu | \mathcal{J}_i' M_i', \frac{1}{2} \bar{m} \rangle^* \end{aligned} \quad (3.30)$$

Отсюда

$$G_{\beta\beta}^F = 4(\alpha Z m_\mu)^3 q^2 \sqrt{\frac{1}{4\pi}} (2F+1) \sum \langle \lambda\alpha L-M; \beta\beta \rangle \sqrt{2\lambda+1} \check{Y}_{LM}(\vec{v}) T_{\lambda\alpha}^F \cdot \quad (3.31)$$

$$\cdot \sum f_{u,u'}(\kappa, \kappa'; \ell) \begin{cases} \mu_u(\kappa) \mu_{u'}(\kappa') & , \text{ если } \beta + \lambda = 2n \\ i S_\kappa \mu_u(-\kappa) \mu_{u'}(\kappa') & , \text{ если } \beta + \lambda = 2n+1. \end{cases}$$

Здесь  $f_{u,u'}(\kappa, \kappa'; \ell)$  - простая комбинация коэффициентов векторного сложения:

$$\begin{aligned} f_{u,u'}(\kappa, \kappa'; \ell) &= (-1)^{\frac{1}{2}j} i^{\ell-L} \sqrt{(2u+1)(2u'+1)(2j+1)(2j'+1)} \langle j \frac{1}{2} j' - \frac{1}{2}; L0 \rangle \cdot \\ &\cdot u(\mathcal{J}_i u' F j; \mathcal{J}_i \frac{1}{2}) u(\mathcal{J}_i u F j; \mathcal{J}_i \frac{1}{2}) \begin{Bmatrix} F & F & \lambda \\ j & j' & L \\ \mathcal{J}_i & \mathcal{J}_i & \ell \end{Bmatrix} \frac{1 + (-1)^{\ell+L}}{2}, \end{aligned} \quad (3.32)$$

а  $T_{\lambda\alpha}^F$  - спин-тензоры мезотома в состоянии  $F$ .

Знание спин-тензоров позволяет получить все характеристики парциальных переходов в процессе захвата.

#### § 4. Вероятность разрешенных и запрещенных переходов

Вероятность парциальных переходов связана со спин-тензором нулевого ранга

$$W_F = \sqrt{2\mathcal{J}_f+1} \int G_{00}^F d\Omega, \quad (3.33)$$

где интегрирование ведется по углу вылета ядра.

Подставив явный вид  $G_{00}^F$ , окончательно получим

$$W_F = 4(\alpha \chi m'_\mu)^3 q^2 \frac{2j_1+1}{2j_2+1} A_F, \quad (3.34)$$

где

$$A_{F_+} = \frac{1}{2F_++1} \left\{ \left( \sqrt{\frac{(j_1+j_2+u+2)(j_1+j_2+u+1)}{u+1}} \mu_u(-u-1) - \sqrt{\frac{(j_1+j_2-u)(j_1-j_2+u+1)}{u+1}} \mu_{u+1}(-u-1) \right)^2 + \right. \\ \left. + \frac{(j_1-j_2+u)(j_1+j_2-u+1)}{u} \mu_u^2(u) + \frac{(j_1+j_2+u+2)(j_1-j_2+u+2)}{u+2} \mu_{u+1}^2(u+2) \right\}; \quad (3.34a)$$

$$A_{F_-} = \frac{1}{2F_-+1} \left\{ \left( \sqrt{\frac{(j_1+j_2-u)(j_1-j_2+u+1)}{u+1}} \mu_u(-u-1) + \sqrt{\frac{(j_1+j_2+u+2)(j_1-j_2+u+1)}{u+1}} \mu_{u+1}(-u-1) \right)^2 + \right. \\ \left. + \frac{(j_1-j_2+u)(j_1+j_2+u+1)}{u} \mu_u^2(u) + \frac{(j_1-j_2-u+2)(j_1-j_2+u+2)}{u+2} \mu_{u+1}^2(u+2) \right\}. \quad (3.34b)$$

В случае произвольного заселения уровней сверхтонкой структуры вероятность парциальных переходов равна:

$$W = \xi_+ W_+ + \xi_- W_- \quad (3.35)$$

(  $\xi_{\pm}$  — относительная вероятность заселения соответствующего уровня:  $\xi_+ + \xi_- = 1$  ). В случае статистического заселения уровней сверхтонкой структуры формулы (3.34) переходят в формулы, полученные Моритой и Фудзии<sup>/34/</sup>:

$$W = 4(\alpha \chi m'_\mu)^3 q^2 \frac{2j_1+1}{2j_2+1} \left\{ \mu_u^2(-u-1) + \mu_{u+1}^2(-u-1) + \mu_u^2(u) + \mu_{u+1}^2(u+2) \right\}. \quad (3.36)$$

Практически наибольший интерес представляют разрешенные переходы и переходы I запрета. Для этих случаев составлена сводка формул ( см. таблицы 3 и 4 ). Воспользовавшись соотношениями (3.21) — (3.28) для матричных элементов, можно представить зависимость вероятности переходов от констант взаимодействия.

#### § 5. Угловое распределение ядер отдачи при захвате частично поляризованных $\mu$ -мезонов

Если выражение (3.33) не интегрировать по углам вылета ядра, то можно получить угловое распределение ядер отдачи при захвате частично поляризованных мезонов. Угловое

Таблица 3

Вероятность захвата  $\mu$ -мезонов  $W_F/4(\alpha Z m_p)^3 (2j+1/2x+1)q^2$   
 при различном заселении уровней сверхтонкой структуры<sup>160/</sup>. Разрешенные переходы

$J_i \rightarrow J_f$	$F_+$	$F_-$	Статистическое заселение
$0 \rightarrow 0$	$\mu_0^2(-1)$	—	$\mu_0^2(-1)$
$0 \rightarrow 1$	$\mu_1^2(-1) + \mu_1^2(2)$		
$1 \rightarrow 0$	$\frac{3}{2} \mu_1^2(2)$	$3 \mu_1^2(-1)$	$\mu_1^2(-1) + \mu_1^2(2)$
$3/2 \rightarrow 1/2$		$\frac{8}{3} \mu_1^2(-1) + \frac{1}{6} \mu_1^2(2)$	
$3 \rightarrow 2$		$\frac{7}{3} \mu_1^2(-1) + \frac{1}{3} \mu_1^2(2)$	
$1 \rightarrow 2$		$\frac{3}{2} \mu_1^2(2)$	
$1/2 \rightarrow 3/2$	$\frac{4}{3} \mu_1^2(-1) + \frac{5}{6} \mu_1^2(2)$		
$3/2 \rightarrow 5/2$	$\frac{8}{5} \mu_1^2(-1) + \frac{7}{10} \mu_1^2(2)$		
$1 \rightarrow 1$	$\{\mu_0(-1) - \sqrt{\frac{1}{2}} \mu_1(-1)\}^2 + \frac{5}{4} \mu_1^2(2)$	$\{\mu_0(-1) + \sqrt{2} \mu_1(-1)\}^2 + \frac{1}{2} \mu_1^2(2)$	$\mu_0^2(-1) + \mu_1^2(-1) + \mu_1^2(2)$
$1/2 \rightarrow 1/2$	$\{\mu_0(-1) - \sqrt{\frac{1}{3}} \mu_1(-1)\}^2 + \frac{4}{3} \mu_1^2(2)$	$\{\mu_0(-1) + \sqrt{3} \mu_1(-1)\}^2$	
$3/2 \rightarrow 3/2$	$\{\mu_0(-1) - \sqrt{\frac{1}{5}} \mu_1(-1)\}^2 + \frac{6}{5} \mu_1^2(2)$	$\{\mu_0(-1) + \sqrt{\frac{5}{3}} \mu_1(-1)\}^2 + \frac{2}{3} \mu_1^2(2)$	

Таблица 4

Вероятность захвата  $\mu$ -мезонов  $W_F/4(\Delta\chi m_p)^3 \frac{2J_i+1}{2J_f+1} \eta^2$  при различном заселении уровней сверхтонкой структуры.

Переходы первого запрета ( $\Delta T = -1$ )

$J_i - J_f$	$F_i$	$F_f$	Статистическое заселение
0 - 0	$\mu_0^2(1)$	—	$\mu_0^2(1)$
0 - 1	$\mu_1^2(-2) + \mu_1^2(1)$		$\mu_1^2(-2) + \mu_1^2(1)$
0 - 2	$\mu_2^2(-2) + \mu_2^2(3)$		$\mu_2^2(-2) + \mu_2^2(3)$
3 - 2	$\frac{1}{4}\{(\sqrt{6}\mu_1(-2) - \mu_2(-2))^2 + 6\mu_2^2(3)\}$	$\frac{1}{3}\{(\mu_1(-2) + \sqrt{6}\mu_2(-2))^2 + 7\mu_1^2(1) + \mu_2^2(3)\}$	$\mu_1^2(-2) + \mu_2^2(-2) + \mu_2^2(3) + \mu_1^2(1)$
3 - 1	$\frac{5}{3}\mu_2^2(3)$	$\frac{7}{3}\mu_2^2(-2) + \frac{1}{9}\mu_2^2(3)$	$\mu_2^2(-2) + \mu_2^2(3)$
3/2 - 1/2	$\frac{1}{5}\{[\sqrt{\frac{15}{2}}\mu_1(-2) - \sqrt{\frac{1}{2}}\mu_2(-2)]^2 + 8\mu_2^2(3)\}$	$\frac{1}{3}\{[\sqrt{\frac{1}{2}}\mu_1(-2) + \sqrt{\frac{15}{2}}\mu_2(-2)]^2 + 8\mu_1^2(1)\}$	$\mu_1^2(-2) + \mu_2^2(-2) + \mu_1^2(1) + \mu_2^2(3)$
1 - 0	$\frac{3}{2}\mu_1^2(-2)$	$3\mu_1^2(1)$	$\mu_1^2(-2) + \mu_1^2(1)$
1 - 1	$\mu_0^2(1) + \frac{1}{4}\{(\sqrt{5}\mu_1(-2) - \mu_2(-2))^2 + 2\mu_1^2(1) + 6\mu_2^2(3)\}$	$\mu_0^2(1) + \frac{1}{2}\{(\mu_1(-2) + \sqrt{5}\mu_2(-2))^2 + 4\mu_1^2(1)\}$	$\mu_0^2(1) + \mu_1^2(-2) + \mu_2^2(-2) + \mu_2^2(3) + \mu_1^2(1)$
1 - 2	$\frac{1}{4}\{3(\mu_1(-2) - \mu_2(-2))^2 + 6\mu_1^2(2) + \frac{14}{3}\mu_2^2(3)\}$	$\frac{1}{2}\{3(\mu_1(-2) + \mu_2(-2))^2 + \frac{4}{3}\mu_2^2(3)\}$	$\mu_1^2(-2) + \mu_2^2(-2) + \mu_2^2(3) + \mu_1^2(1)$
1 - 3	$6\mu_2^2(-2) + \frac{8}{3}\mu_2^2(3)$	$\frac{10}{3}\mu_2^2(3)$	$\mu_2^2(-2) + \mu_2^2(3)$
1/2 - 1/2	$\mu_0^2(1) + \frac{4}{3}\mu_1^2(-2) + \frac{1}{3}\mu_1^2(1)$	$\mu_0^2(1) + 3\mu_2^2(1)$	$\mu_0^2(1) + \mu_1^2(-2) + \mu_1^2(1)$
1/2 - 5/2	$\frac{1}{3}\{4\mu_2^2(-2) + \frac{7}{3}\mu_2^2(3)\}$	$\frac{5}{3}\mu_2^2(3)$	$\mu_2^2(-2) + \mu_2^2(3)$

распределение имеет вид:

$$\omega_F(\theta) = \frac{W_F}{4\pi} (1 + \alpha_F P_F \cos \theta); \quad (3.37)$$

где  $\theta$  — угол между направлением поляризации мезоатома в состоянии  $F$  и направлением вылета ядра отдачи,  $P_F$  — величина поляризации мезоатома в состоянии со спином  $F$ .\*

После подстановки (3.32) в (3.31) получим

$$\alpha_F = 3 \frac{2J_i + 1}{\sqrt{2J_i + 1}} \sqrt{\frac{F(2F+1)}{F+1}} \frac{B_F}{A_F}, \quad (3.38)$$

где

$$B_F = \sum f_{\mu, \mu'}(\kappa, \kappa'; b=0) i S_{\kappa} \mu_{\mu}(-\kappa) \mu_{\mu'}(\kappa'), \quad (3.39)$$

а величины  $A_F$  и  $A_F$  определены соотношениями (3.34).

Наиболее интересны  $0 \rightarrow J$  переходы, так как в этом случае остаточная поляризация  $\mu$ -мезона максимальна и эффективный коэффициент асимметрии  $\alpha P$  достигает заметной величины. В случае  $0 \rightarrow 0$  переходов как с изменением четности, так и без изменения коэффициент асимметрии  $\alpha$  равен

$$\alpha = +1. \quad (3.40)$$

В случае  $0 \rightarrow J$  переходов имеем следующие выражения для коэффициента асимметрии:

$$\alpha(\Delta\pi = (-1)^J) = \frac{1}{2J+1} \cdot \frac{\mu_J^2(-J-1) + 4\sqrt{J(J+1)} \mu_J(J) \mu_J(-J-1) - \mu_J^2(J)}{\mu_J^2(J) + \mu_J^2(-J-1)}, \quad (3.41)$$

$$\alpha(\Delta\pi = (-1)^{J+1}) = \frac{1}{2J+1} \cdot \frac{\mu_J^2(J+1) - 4\sqrt{J(J+1)} \mu_J(-J) \mu_J(J+1) - \mu_J^2(J)}{\mu_J^2(-J) + \mu_J^2(J+1)}. \quad (3.42)$$

Кроме того, важно исследовать асимметрию в переходе  $1/2 \rightarrow 1/2$  (без изменения четности). В этом случае

\*) Подчеркнем еще раз (см. гл. II), что угловое распределение ядер отдачи определяется величиной  $\alpha_F P_F$ , куда входит величина поляризации  $P_F$  всей системы — тогда как угловое распределение электронов, возникающих при распаде  $\mu$ -мезонов, определяется величиной поляризации самого мезона  $P_{\mu}$ .

$$B_+ = \frac{1}{\sqrt{3}} \left\{ \mu_0(\lambda) - \sqrt{\frac{1}{3}} \mu_1(-1) + \sqrt{\frac{2}{3}} \mu_1(2) \right\}^2, \quad (3.43)$$

$$B_- = 0.$$

Переходы, в которых выполняется условие  $\Delta T = (-1)^{J+1}$ , называются "уникальными". Если воспользоваться соотношениями (3.42), то легко убедиться, что в этом случае коэффициент асимметрии, оказывается, вообще не зависит от матричных элементов:

$$\alpha = \frac{-G_A^2 + JG_P^2 - 2JG_A G_P}{(2J+1)G_A^2 + JG_P^2 - 2JG_A G_P}. \quad (3.44)$$

### § 6. Поляризация ядер отдачи

Поляризация ядер отдачи определяется спин-тензором первого ранга. После усреднения по углам вылета нейтрино имеем:

$$\langle \mathcal{J}_z \rangle = \sqrt{\frac{J_z(J_z+1)}{2J_z+1}} \frac{\int G_{\mu}^{\lambda} d\Omega}{\int G_{00}^{\lambda} d\Omega} = 3 \frac{2J_z+1}{2J_z+1} \sqrt{F(2F+1)J_z(J_z+1)} P_F \frac{\sum f_{\mu}(\kappa, \kappa'; \lambda, \lambda') \mu_{\mu}(\kappa) \mu_{\mu'}(\kappa')}{A_F}. \quad (3.45)$$

В случае  $0 \rightarrow J$  переходов поляризация была вычислена в работе<sup>/58/</sup>:

$$\langle \mathcal{J} \rangle = P_{\mu} \beta, \quad (3.46)$$

где

$$\beta = \sqrt{\frac{1}{3(2J+1)}} \frac{(J+1)\mu_J^2(\pm J) - J\mu_J^2(\mp(J+1))}{\mu_J^2(\pm J) + \mu_J^2(\mp(J+1))}. \quad (3.47)$$

Величину поляризации, в принципе, можно наблюдать по асимметрии электронов последующего процесса  $\beta$ -распада. Исследование поляризации дочерних ядер могло бы, в принципе, дать независимую информацию о константах мюон-нуклонного взаимодействия. Однако, по-видимому, из-за взаимодействия с электронами происходит быстрая деполаризация ядра<sup>/61/</sup>.

Выше остались не рассмотренными такие вторичные процессы, как циркулярная поляризация  $\gamma$ -квантов и  $\gamma\nu$ -корреляция при захвате  $\mu$ -мезонов. Соответствующие эксперименты трудны, но, по-видимому, в будущем смогут быть проведены. Теория этих вторичных процессов детально разработана рядом авторов<sup>/62-65/</sup>. Разумеется, все касающиеся их

формальные соотношения можно легко получить из общих формул, основанных на применении спиновой матрицы плотности. Мы не будем приводить этих соотношений, а обсуждение самих указанных вторичных процессов проведем в гл. IV в связи с анализом конкретных случаев  $\mu$ -захвата.



#### IV. ОСНОВНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

##### $\mu$ -ЗАХВАТА

##### § I. Захват мезонов водородом

Вопросам  $\mu$ -захвата в водороде посвящено большое число работ<sup>/3,66-70/</sup>. Изучение захвата в атомарном водороде, что максимально соответствовало бы представлениям о "чистом" опыте, упирается в трудности, связанные с использованием газовой мишени. В настоящее время в ряде лабораторий только проводится обсуждение и исследование различных физических и технических аспектов такого эксперимента. По захвату в жидком водороде имеются многочисленные экспериментальные данные<sup>/14,71-77/</sup>, которые были собраны в работе<sup>/78/</sup> (см. таблицу 5).

Таблица 5

Сводка экспериментальных данных по захвату  $\mu$ -мезонов водородом<sup>/78/</sup>.  
Вероятность захвата дана в сек<sup>-1</sup>

Год	ЦЕРН	Чикагский университет	Колумбийский университет
1962	420 ± 75 /71/	420 ± 120 /72/	515 ± 85 /74/
		434 ± 100 /73/	
	425 ± 60 /71/		
1963	450 ± 50 /75/	428 ± 85 /76/	464 ± 42 /77/
	445 ± 42 /75/		
1964	460 ± 42 /14/		

Специфические мезоатомные и мезомолекулярные процессы в жидком водороде приводят к образованию мезомолекулярного иона ( $p\mu p$ )<sup>+</sup>. С помощью мезомолекулярных волновых функций вероятность захвата  $\mu$ -мезона таким ионом можно свести к вероятности захвата атомарным водородом. Точность такого сведения расценивается в настоящее время примерно в 0,5%<sup>/79-82/</sup>. Вероятность захвата очень сильно зависит от констант слабого взаимодействия, особенно от относительного знака  $g_A$  и  $g_V$ . Анализ экспериментальных данных показывает, что значения констант в общем согласуются с предсказаниями теории, в частности, что  $g_A$  и  $g_V$  имеют разные знаки.

Таблица 6

Область допустимых значений  $\beta_0/\beta_A$  при различных значениях  $\beta_0/\beta_A$ ;  
 $W_{\text{экл.}} = (460 \pm 42) \text{ сек}^{-1}$  ( по данным работы /78/ )

$-\beta_0/\beta_A$	$\beta_0/\beta_A$
I,25	I3,6I $\begin{matrix} +3,48 \\ -3,24 \end{matrix}$
I,19	II,17 $\begin{matrix} +3,59 \\ -3,35 \end{matrix}$
I,15	9,44 $\begin{matrix} +3,67 \\ -3,43 \end{matrix}$

В таблице 6 приведены допустимые значения отношения  $\beta_0/\beta_A$  при некоторых значениях  $\beta_0/\beta_A$ , соответствующие последним экспериментальным данным о вероятности:  $460 \pm 42 \text{ сек}^{-1}$ . Область допустимых значений  $\beta_0/\beta_A$  довольно велика. Это связано и с большой экспериментальной погрешностью, и с тем, что вероятность захвата в мезомолекулярном ионе слабо зависит от величины индуцированного псевдоскаляра.

В гамма-взаимодействия входят, по крайней мере, три независимых константы:  $\beta_A$ ,  $\beta_V$  и  $\beta_P$ ; естественно, необходимо по меньшей мере столько же экспериментов для их определения. Возможности же водорода из-за мезомолекулярных эффектов исчерпываются одной величиной - вероятностью захвата. Конечно, использование поляризованных мишеней позволило бы, в принципе, измерить и другие характеристики процесса захвата и получить независимую информацию о константах. При этом, по-видимому, очень сильно возрастут экспериментальные трудности. Поэтому в ближайшее время трудно ожидать значительного прогресса в исследовании захвата на водороде.

## § 2. Захват $\mu$ -мезонов ядрами $\text{He}^3$

Исследование процесса захвата  $\mu$ -мезонов ядрами  $\text{He}^3$



представляет существенный интерес в связи с двумя обстоятельствами. Во-первых, здесь отсутствуют неопределенности в интерпретации результатов, характерные для поглощения  $\mu$ -мезонов в жидком водороде. В данном случае захват происходит из двух состояний сверхтонкой структуры мезоатома  $\text{He}^3$ , заселенных согласно статистическим весам. Во-вторых, теоретические оценки ядерных матричных элементов могут быть выполнены весьма точно, т.к. волновая функция системы трех тел известна довольно хорошо.

He<sup>3</sup> и H<sup>3</sup> - зеркальные ядра; спин и изоспин соответственно равны  $J = 1/2^+$  и  $T = 1/2$ . В основное состояние этих ядер могут давать вклад  $^{22}S_{1/2}$ ,  $^{22}P_{1/2}$ ,  $^{24}P_{1/2}$  и  $^{24}D_{1/2}$  компоненты /83/. Перечисленные состояния могут описываться волновыми функциями, имеющими разную перестановочную симметрию: симметричной - схема Юнга /84/  $[f] = [3]$ , антисимметричной  $[f] = [111]$  и функцией смешанной симметрии  $[f] = [21]$ . Из анализа экспериментальных данных об электромагнитных формфакторах, магнитных моментах, сечениях захвата нейтронов и протонов дейтонами /85-88/ следует, что доминирующим является симметричное S-состояние. Вклад полностью антисимметричного S-состояния,  $^{22}P$ - и  $^{24}P$ -состояний пренебрежимо мал. Примесь  $^{24}D$ -состояния ( $\alpha_D$ ) и S-состояния смешанной симметрии ( $\alpha_{S'}$ ) одного порядка:  $|\alpha_D|^2 \sim |\alpha_{S'}|^2 \sim 0,04$ . Таким образом, волновую функцию основного состояния He<sup>3</sup> и H<sup>3</sup> можно записать в виде

$$\Psi = N^{-1} \{ \Psi_S + \alpha_{S'} \Psi_{S'} + \alpha_D \Psi_D \} \quad (4.2)$$

Для описания радиальной зависимости используется широкий класс функций. Параметры функций определяет обычно из вариационных расчетов энергии связи с использованием различных форм потенциалов взаимодействия двух тел. Некоторые из этих волновых функций приведены в табл.7. Там же собраны результаты расчета вероятности захвата  $\mu$ -мезонов ядрами He<sup>3</sup>.

Как было показано в главе III, вероятность захвата  $\mu$ -мезонов в He<sup>3</sup> с точностью до членов порядка  $(\eta/2M)^2$  равна

$$W = 4(\alpha_2 \eta \mu)^3 q^2 \{ \mu_0^2(-1) + \mu_1^2(-1) + \mu_1^2(2) \} \quad (4.3)$$

и зависит от девяти матричных элементов:  $[000]$ ,  $[000-]$ ,  $[101]$ ,  $[101-]$ ,  $[121]$ ,  $[121+]$ ,  $[110p]$ ,  $[011p]$ ,  $[111p]$ . Из них первые четыре дают основной вклад в вероятность перехода, остальные же приблизительно на порядок меньше их.

Структура всех матричных элементов такова:

$$[k\mu u] = N^{-2} \{ [k\mu u]_{SS} + |\alpha_{S'}|^2 [k\mu u]_{S'S'} + |\alpha_D|^2 [k\mu u]_{DD} + 2\alpha_{S'} [k\mu u]_{SS'} + 2\alpha_D [k\mu u]_{SD} + 2\alpha_{S'}\alpha_D [k\mu u]_{S'D} \} \quad (4.4)$$

В соответствии с правилами отбора, D-состояние не дает вклада в главные матричные элементы, а вклад недиагонального матричного элемента  $[k\mu u]_{S'S'}$  - порядка нескольких процентов. (D-состояние вносит основной вклад в матричные элементы  $[121]$  и  $[011p]$ , которые, однако, сами на порядок меньше основных. Конкретные численные расчеты, выполненные в рабо-

Таблица 7

Расчеты вероятности перехода  $\mu^- + \text{He}^3 \rightarrow \text{H}^3 + \nu$ 

	Радиальная зависимость	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ в ферми	$\omega$ в $10^3$ сек $^{-1}$
A. Fujii, H. Primakoff /33/	Функция Ирвинга /99/ $f = A \frac{\exp\{-\frac{1}{2}d(\tau_2^2 + \tau_3^2 + \tau_{23}^2)^{1/2}\}}{(\tau_2^2 + \tau_3^2 + \tau_{23}^2)^{1/2}}$	1,78	1,46
A. Fujii /89/	Функция Кикуты и др. /100/ $f = \begin{cases} 1/2 \{ \exp(-\mu(\tau_i - d)) - \exp(-\nu(\tau_i - d)) \} & \text{если } \tau_i > d \\ 0 & \text{в остальных точках} \end{cases}$	1,5	1,66
C. Werntz /90/	Функция Кикуты и др. /100/	1,55 1,45	1,55 1,60
	Функция Манга и Вайлда /101/	1,56	1,56
L. Wolfenstein /91/			$1,45 \pm 0,14$
A. F. Jano /92/	Функция Паппадемоса /102/ $f = \begin{cases} \exp(-d(\tau - d)) - \exp(-\beta(\tau - d)) / \tau^{1/2} & \text{если } \tau > d \\ 0 & \text{в остальных точках} \end{cases}$	1,78	1,46
J. Duck /93/	Функция гармонического осциллятора		1,25
H. G. Wahsweller /97/	Функция Кикуты и др. /100/	1,55	1,35
	$f = \exp\left[-\frac{1}{2}d(\tau_1 + \tau_2 + \tau_3)\right]$	1,85	1,22
R. J. Oakes /94/	Функция Ирвинга /99/	1,70	1,50
	Функция Ирвинга-Гунна /103/	1,93	1,41
O. A. Займидорога и др. /95/	Функция Гаусса	1,5 <sup>+0,2</sup> -0,1	$1,515 \pm 0,055$
	Функция Ирвинга /99/	1,7 <sup>+0,1</sup> -0,1	
A. Bietti /96/	Функция Ирвинга /99/		$1,48 \leq \omega \leq 1,57$

тах/97,98/, показывают, что суммарный вклад малых компонент в вероятность захвата невелик. Если им пренебречь, можно выразить все ядерные матричные элементы через один параметр - среднеквадратичный радиус перехода  $He^3 \rightarrow H^3$ .

Из табл.7 видно, что результаты расчета вероятности перехода не очень чувствительны к виду радиальной волновой функции, но сильно зависят от величины среднеквадратичного радиуса. Последние экспериментальные данные о формфакторах, полученные в опытах по рассеянию электронов /104/ ядрами  $He^3$  и  $H^3$  и захвату  $\pi$ -мезонов /105/, позволяют уточнить эту величину и тем самым уменьшить неопределенность расчета. Расчет вероятности захвата  $\mu$ -мезонов ядрами  $He^3$  с учетом экспериментальных данных такого рода был выполнен в работе /95/. Остановимся на результатах этой работы.

Для описания процесса  $\mu$ -захвата вводятся те же ядерные формфакторы:  $F(q^2)$ , что и для описания опытов по рассеянию электронов и по радиационному захвату  $\pi$ -мезонов.

$$|M(He^3 \rightarrow H^3)|^2 = (G_v^2 + 3G_{e-r}^2)F_S^2 - \frac{8}{3}G_v^2 F_S F_{S'} \quad (4.4)$$

где

$$F_S(q^2) = \langle S | \sum_i \exp(i\vec{q}\vec{r}_i) | S \rangle ; \quad F_{S'}(q^2) = -3 \langle S | \sum_i \exp(i\vec{q}\vec{r}_i) | S' \rangle .$$

Различие заключается в том, что в  $\mu$ -захвате переданный импульс равен  $q^2 = 0,27 \text{ ф}^{-2}$ , тогда как при захвате  $\pi$ -мезонов  $q^2 = 0,47 \text{ ф}^{-2}$ , а в опыте с электронами  $1 \text{ ф}^{-2} \leq q^2 \leq 5 \text{ ф}^{-2}$ . Поэтому экспериментальные результаты экстраполировались в нужную область передаваемых импульсов. Для экстраполяции использовалась волновая функция  $S$ -состояния, причем примесь состояния смешанной симметрии полагалась равной 0,03. Радиальная функция бралась в форме, предложенной в /99/; при таком выборе хорошо описываются экспериментальные данные по рассеянию электронов. В итоге

$$F_S^2(0,27) = 0,82 \pm 0,03 ,$$

$$F_{S'}(0,27) = 0,023 \pm 0,005 .$$

Вероятность захвата  $\mu$ -мезонов, вычисленная с использованием полученных значений формфакторов  $F_S$  и  $F_{S'}$ , оказалась равной

$$W_{теор.} = 1515 \pm 55 \text{ сек}^{-1} \quad (4.5)$$

Приведенная ошибка отражает только неопределенность в ядерных формфакторах. При расчете принималось, что  $\partial^2/\partial v^2 = -1,16$  и  $\partial^2/\partial \mu^2 = 7$ .

Рассчитанная величина вероятности реакции (4.1) хорошо согласуется со средним

значением результатов трех известных экспериментов /106-108/ по захвату  $\mu$ -мезонов в  $\text{He}^3$ .

$$W_{\text{экл.}} = 1490 \pm 40 \text{ сек}^{-1}. \quad (4.6)$$

Зависимость вероятности реакции (4.1) от отношения констант приведена на рис.2.

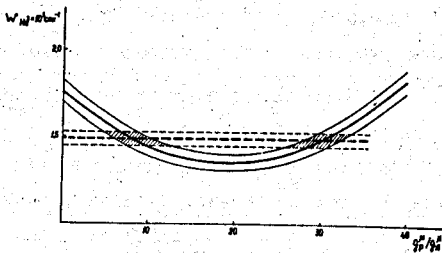


Рис.2. Зависимость вероятности захвата мюона в  $\text{He}^3$  с образованием  $\text{H}^3$  от константы наведенного псевдоскаляра (по данным работы /95/). Штриховкой показан разброс экспериментальных данных.

Меньшее из двух значений константы индуцированного псевдоскаляра заключено в интервале

$$5 \leq g_p/g_n \leq 11. \quad (4.7)$$

Несмотря на большую точность эксперимента ( $\sim 4\%$ ) и расчета ( $\sim 3\%$ ), точность полученных сведений о  $g_p$  почти не отличается от того, что мы имеем для водорода. Причина заключается в том, что, как это хорошо видно на рис.2, вероятность захвата не очень чувствительна к  $g_p$ . Конечно, желательно дальнейшее увеличение точности как эксперимента, так и расчета. Но, по-видимому, в ближайшее время трудно ожидать заметных сдвигов в этом направлении, т.к. точность эксперимента уже сейчас довольно велика. Поэтому интересно исследовать другие характеристики этой реакции. Поэтому в работе /109/ был проведен теоретический анализ углового распределения ядер отдачи в реакции (4.1).

В силу несохранения четности в слабых взаимодействиях угловое распределение ядер трития при захвате частично поляризованных  $\mu$ -мезонов неполяризованными ядрами  $\text{He}^3$  не изотропно:

$$w(\theta) \sim 1 + \alpha P \cos \theta. \quad (4.8)$$

Формула для расчета коэффициента асимметрии в разрешенном переходе  $1/2 \rightarrow 1/2$  для случая

произвольного заселения уровней сверхтонкой структуры мезоатома была получена в [109]. С учетом статистического заселения уровней сверхтонкой структуры мезоатома  $\text{He}^3$

$$\alpha = \frac{3}{4} \frac{\{\mu_0(-1) - \sqrt{\frac{1}{3}}\mu_1(-1) + \sqrt{\frac{2}{3}}\mu_1(2)\}}{\mu_0^2(-1) + \mu_1^2(-1) + \mu_1^2(2)}, \quad (4.9)$$

а величина  $P = P_+$ .

При расчете входящих в (4.9) матричных элементов можно ограничиться вкладом только симметричного  $S$ -состояния. В этом случае удастся, не используя явный вид радиальной волновой функции, выразить все ядерные матричные элементы через один - [000]:

$$\begin{aligned} [101] &= -3 [000]; \\ [011p] &= \sqrt{\frac{1}{3}} [110p]; \\ [110p] &= \frac{2\sqrt{3}}{3} [000]; \\ [121] &= 0; \\ [111p] &= 0. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Поэтому в рамках принятого приближения коэффициент асимметрии оказывается вообще не зависящим от ядерных матричных элементов:

$$\alpha = \frac{(\bar{G}_v - G_A + \bar{G}_p)^2}{\bar{G}_v^2 + 3\bar{G}_{6-T}^2}, \quad (4.11)$$

где

$$\begin{aligned} \bar{G}_v &= g_v(1 + \frac{1}{6}M), \\ \bar{G}_p &= (g_p - \frac{1}{3}g_A - g_v(1 + \mu_p - \mu_A)) \frac{1}{2M}. \end{aligned} \quad (4.12)$$

При этом величина  $P$  равна поляризации мезоатома  $\text{He}^3$  при статистическом заселении уровней сверхтонкой структуры:  $P = \frac{3}{4} P_+$ .

Вклад малых компонент в вероятность перехода ~5%, но т.к. в  $\alpha$  входит отношение матричных элементов, можно думать, что точность расчета в целом лучше этой величины. (В работе [109] приведены вдвое меньшие значения величины  $\alpha$ , что связано с несколько другими определенными величинами  $P$ ).

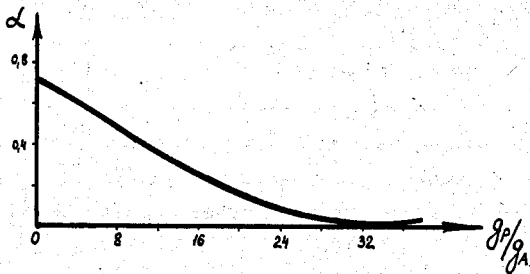


Рис. 3. Зависимость коэффициента асимметрии углового распределения ядер трития от  $g_p/g_A$ .

Рассчитанная по формуле (4.II) зависимость  $\alpha$  от  $g_0/g_A$  при  $g_A^{(n)} = -1,24 g_V^{(n)}$  представлена на рис. 3. При  $g_0/g_A = 8$  коэффициент асимметрии  $\alpha$  равен 0,48. В области  $4 \leq g_0/g_A \leq 12$  почти линейно зависит от  $g_0/g_A$ .

Ожидаемое значение  $P$  для  $He^3 \sim 0,1$  [51]. Следовательно, эффективный коэффициент асимметрии  $\alpha^P$  оказывается порядка 0,04 - 0,05. По-видимому, в настоящее время трудно измерить величину такого порядка.

В принципе, возможно увеличение эффективного коэффициента асимметрии путем использования поляризованных мишеней [109]. Этот вопрос подробно исследован Бухвостовым и Поповым [51]. В их работе исследуется захват  $\mu$ -мезонов полностью поляризованными ядрами  $He^3$ . Авторы показали, что из-за взаимодействия, обуславливающего тонкую и сверхтонкую структуру мезоатомов, происходит сильная деполяризация  $\mu$ -мезонов и ядер мишени. Поэтому величина коэффициента асимметрии в случае поляризованной мишени может быть увеличена только примерно в 2,5 раза по сравнению с асимметрией при захвате неполяризованными ядрами.

К задаче захвата мюонов ядрами  $He^3$  мы еще вернемся в гл. VII.

### § 3. Захват $\mu$ -мезонов ядрами $Li^6$

К настоящему времени получены экспериментальные данные по полной вероятности захвата мюонов ядрами  $Li^6$ . Мы их будем обсуждать позднее. Сейчас рассмотрим реакцию



где конечное ядро  $He^6$  образуется в основном состоянии. Выделение реакции (4.13) из всей совокупности процессов, вызываемых захватом мюона ядром  $Li^6$ , возможно, в принципе, по  $\beta$ -распаду ядра  $He^6$ , поскольку основное состояние является единственным связанным состоянием этого ядра (см. рис. 4)\*) и все переходы на возбужденные уровни  $He^6$  приводят к другим каналам реакции.

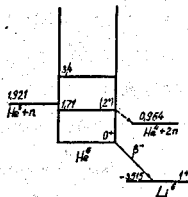


Рис. 4. Схема низших уровней ядра  $He^6$ .

\*) Здесь и далее схема уровней приводится по данным работы [110].



Экспериментов по изучению реакции (4.13) пока нет, но в теоретических работах она рассмотрена довольно подробно /III-II3/. Особой полнотой отличается работа Лоддера и Джонкера /II3/, результаты которой перекрывают большинство результатов других авторов. В ней исследуется чувствительность рассчитанного значения вероятности реакции (4.13) к виду волновых функций ядер  $Li^6$  и  $He^6$ . При этом рассматриваются функции, выбранные ранее различными авторами и исследованные ими для описания других свойств ядер  $Li^6$  и  $He^6$ . Естественно, такой анализ весьма полезен для выяснения степени надежности при выполнении расчетов ядерных матричных элементов  $\mu$ -захвата.

Таблица 8

Расчеты вероятности перехода  $L_i^6(\mu, \nu) He^6$  с оболочечными волновыми функциями, полученными различными авторами (по данным работы /II3/)

$$\begin{aligned} \tau_0(Li^6) &= 2.24 f, \\ \tau_0(He^6) &= 2.60 f, \quad (a) \\ \tau_0(He^6) &= 2.24 f, \quad (b) \end{aligned}$$

Конфигурации $He^6 (J=0, T=1)$		Конфигурации $Li^6 (J=1, T=0)$			/II3/	$W$ (сек <sup>-1</sup> )	
$p^2 \frac{3}{2} S$	$p^2 \frac{3}{2} P$	$p^2 \frac{1}{2} S$	$p^2 \frac{1}{2} P$	$d^2 \frac{1}{2} P$		a	b
1.000	-	1.000	-	-	/II3/	828	-
0.941	-0.339	0.988	0.147	0.055	/II7/	786	1056
0.940	-0.340	0.920	0.370	0.100	/II2/	759	1020
0.940	-0.342	0.974	0.226	-0.067	/II8/	779	1050
0.904	-0.425	0.923	0.366	-0.127	/II8/	723	975
0.967	-0.253	0.979	0.130	0.145	/II8/	805	1080
0.937	-0.346	0.969	0.242	0.053	/II8/	783	1053
0.973	-0.230	-0.996	-0.077	0.018	/II9/	807	1086
790 ± II						1052 ± I3	

В таблице 8 приведены результаты Лоддера и Джонкера для вероятности реакции (4.13), полученные ими с помощью оболочечных функций из различных работ (мы сохранили остроумно подсчитанное авторами среднее значение вероятности по различным работам с указанием среднеквадратичного отклонения).

Оболочечная модель, в которой учитывается взаимодействие между нуклонами,

наиболее удачно описывает известные свойства ядер  $Li^6$  и  $He^6$  /114/. Структура основных состояний этих ядер определяется конфигурациями  $\rho^2: 1^3S$  и  $\rho^2: 3^1S$  соответственно. Примесь орбитальных конфигураций, обусловленная спин-орбитальным взаимодействием, невелика и слабо влияет на значение вероятности  $\mu$ -захвата. Гораздо важнее с этой точки зрения другая сторона теоретического расчета - вид радиальных волновых функций нуклонов в ядрах  $Li^6$  и  $He^6$ .

Результаты, приведенные в табл. 8, получены для осцилляторных функций. В одном случае (седьмая графа таблицы) значения осцилляторных частот для  $\rho$ -нуклонов в  $Li^6$  и  $He^6$  полагались разными /115/, в другом (восьмая графа) - одинаковыми /116/. Окончательные результаты при этом очень сильно меняются. Поэтому прежде чем ставить эксперимент по изучению реакции (4.13) с целью определения констант, необходимо провести дополнительное исследование радиального распределения нуклонов в ядрах  $Li^6$  и  $He^6$ . Расчет  $\rho$ -распада  $He^6 \rightarrow Li^6$ , основанный на предположении о полном перекрытии радиальных функций нуклонов в  $He^6$  и  $Li^6$ , вполне согласуется с опытом. Поэтому, видимо, нет оснований опасаться какого-либо очень существенного нарушения зарядовой симметрии ядер  $Li^6$  и  $He^6$  и, следовательно, можно было бы опереться на результаты экспериментов по упругому рассеянию электронов на ядрах  $Li^6$ .

Трудность, однако, заключается в том (и мы это далее будем не раз подчеркивать), что ядерные матричные элементы  $\mu$ -захвата не сводятся прямо к электронным формфакторам. В рассматриваемом случае электронный формфактор определяется распределением плотности заряда, создаваемой протонами как в  $s$ -, так и в  $\rho$ -оболочке, а матричные элементы  $\mu$ -захвата зависят лишь от распределения  $\rho$ -нуклонов. Это резко повышает требования к обработке и интерпретации электронных экспериментов.

Несомненным подспорьем в установлении ядерного матричного элемента  $\mu$ -захвата ядром  $Li^6$  было бы исследование фоторождения  $\pi$ -мезонов на  $Li^6$  с выделением канала, отвечающего основному состоянию  $He^6$  /120/.

#### § 4. Захват $\mu$ -мезонов ядрами $C^{12}$

Реакция



исследовалась как теоретически /33,34,121-123/, так и экспериментально /124-130/ многими авторами. Особое внимание к ней обусловлено тем, что вероятность перехода на основное состояние  $B^{12}$  определяется почти полностью гамов-теллеровской эффективной константой связи

$$G_{G-T}^2 = G_A^2 + \frac{1}{3} G_\rho^2 - \frac{2}{3} G_A G_\rho \quad (4.15)$$

Сопоставление вероятности этого перехода с вероятностью обратного  $\beta$ -перехода интересно с точки зрения сравнения аксиальной константы связи в  $\mu$ -захвате и  $\beta$ -распаде.

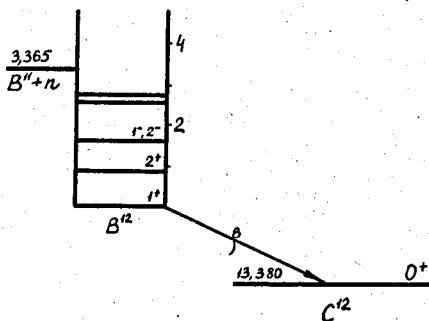


Рис. 5. Схема связанных состояний ядра  $V^{12}$ .

При захвате мезона ядром  $C^{12}$  ядро  $V^{12}$  может образоваться не только в основном, но и в возбужденном состоянии (см. рис. 5). В работах /126,130/ было непосредственно получено отношение вероятности перехода на основное состояние  $B^{12}$  к суммарной вероятности перехода на возбужденные подпороговые состояния. Оказалось, что относительный вклад этих состояний - не более 10%. Это связано с тем, что все переходы в возбужденные подпороговые состояния - более высокого порядка запрета, чем переход в основное состояние ядра  $V^{12}$ . Экспериментальные данные по захвату  $\mu$ -мезонов ядрами  $C^{12}$  с образованием  $V^{12}$  в основном состоянии, собранные в работе /130/, приведены в табл. 9.

Таблица 9

Вероятность перехода в основное состояние  $V^{12}$   
при захвате мюна ядром  $C^{12}$

Эксперимент	$W$ ( в $10^3 \text{ сек}^{-1}$ )
/124/	$5,9 \pm 1,5$
/125/	$9,18 \pm 0,5$
/126/	$9,05 \pm 0,95$
/127/	$5,8 \pm 1,3$
/128/	$6,8 \pm 1,1$
/129/	$6,7 \pm 0,9$
/130/	$6,75 \begin{matrix} +0,30 \\ -0,75 \end{matrix}$

Рассмотрим теперь результаты теоретических расчетов. Вероятность перехода  $C^{12}$  ( $0^+, T=0$ )  $\rightarrow$   $B^{12}$  ( $1^+, T=1$ ) равна

$$W = 4(\alpha Z m_p')^3 q^2 \{ \mu_i^2(-1) + \mu_i^2(2) \} \quad (4.16)$$

Если пренебречь скоростными членами и матричным элементом  $[121]$ , а также положить  $[k\mu u] = [k\mu u]$ , то вероятность захвата  $W$  сводится к следующей величине:

$$W = \frac{2}{3} (\alpha Z m_p')^3 q^2 [101]^2 \quad (4.17)$$

где, согласно (3.13),

$$[101] = \langle 1^+, T=1 | \sum_i \tau_i^{(-)} \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_i j_0(\rho r) | 0^+, T=0 \rangle.$$

Ограничиваясь основной конфигурацией  $1s^4 1p^8$  для описания ядер  $C^{12}$  и  $B^{12}$ , можно факторизовать матричный элемент  $[101]$  относительно радиальной и угловой переменных:

$$\langle 1^+, T=1 | \sum_i \tau_i^{(-)} \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_i j_0(\rho r) | 0^+, T=1 \rangle = \langle 1^+, T=1 | \sum_i \tau_i^{(-)} \vec{\sigma}_i | 0^+, T=1 \rangle \langle 1\rho | j_0(\rho r) | 1\rho \rangle. \quad (4.18)$$

Интеграл от радиальной функции вычисляется непосредственно с помощью одночастичных волновых функций, параметры которых, в свою очередь, можно получить из опытов Хофштадтера  $[131]$ , а матричный элемент от  $\vec{\sigma}$  — тот же, что и в обратном процессе  $\beta$ -распада. Тем самым, с точностью до опущенных членов, вероятность перехода  $C^{12} \rightarrow B^{12}$  в  $\mu$ -захвате выражается через величину  $\mathcal{E}f$   $\beta$ -распада  $B^{12} \rightarrow C^{12}$  и упругий формфактор  $C^{12}$ . Опущенные члены можно оценить с помощью прямого модельного расчета. Многие авторы  $[33, 34, 121, 123]$  используют при этом волновые функции схемы  $j-j$  связи. Известно, однако, что эти функции дают завышенный примерно в 4-5 раз результат для вероятности  $\beta$ -распада  $B^{12} \rightarrow C^{12}$ . Это связано с тем, что в схеме  $j-j$  связи оказывается завышенной величина

$$\langle 1^+, T=1 | \sum_i \tau_i^{(-)} \vec{\sigma}_i | 0^+, T=0 \rangle.$$

Естественно, что такое же завышение возникает и в расчете  $\mu$ -захвата.

Фламманд и Форд непосредственно рассчитали вероятность  $\beta$ -распада  $W_\beta$  и  $\mu$ -захвата  $W_\mu$  в рамках модели промежуточной связи  $[122]$ . При оптимальном значении параметров модели  $[114]$  ( $a/\mu = 4.5$ ) величина  $W_\beta$  хорошо согласуется с экспериментом; при этом  $W_\mu = 7300 \text{ сек}^{-1}$ .

Исходя из соотношения (4.18), можно связать значения матричных элементов  $\beta$ -распада и  $\mu$ -захвата в схеме  $j-j$  связи и схеме промежуточной связи:

$$\frac{([101]^2)_{\text{пр. связь}}}{([101]^2)_{j-j}} = \frac{(W_\beta)_{\text{пр. связь}}}{(W_\beta)_{j-j}}. \quad (4.19)$$

Если предположить, что такая пропорция справедлива не только для основного матричного элемента  $[101]$ , но и для всех остальных:

$$\frac{(|[101]|^2)_{\text{пр. связи}}}{(|[101]|^2)_{j-j}} = \frac{(|[k\mu\mu]|^2)_{\text{пр. связи}}}{(|[k\mu\mu]|^2)_{j-j}}, \quad (4.20)$$

можно обойти громоздкие расчеты в схеме промежуточной связи, используя расчет в схеме  $j-j$  связи и экспериментальное значение вероятности  $W_p$ :

$$W_\mu = (W_\mu)_{j-j} \frac{(W_p)_{\text{эксп.}}}{(W_p)_{j-j}}, \quad (4.21)$$

Представление о точности соотношения (4.19) и (4.20) можно получить из прямых расчетов матричных элементов  $[k\mu\mu]$ , проведенных Фламмандом и Фордом (см. рис.6).

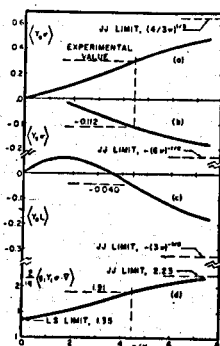


Рис. 6. Зависимость матричных элементов переходов  $\mu + \sigma I_2 - \nu I_2 + \nu$  от параметра  $a/k$  модели промежуточной связи  $|122|$ . Оптимальное значение  $a/k = 4.5$ .

Сравнение расчетов с экспериментом позволяет, прежде всего, определить величину гамов-теллеровской константы  $G_{\sigma-\tau}$ . Полученное значение  $G_{\sigma-\tau}$  согласуется с равенством

$$|g_A^{(\sigma)}| = |g_A^{(\tau)}|,$$

хотя точность, с которой подтверждено это равенство, не превосходит 20%.

Зная константу  $G_{G-\tau}^2$ , а также константу  $G^2 = G_F^2 + 3G_{G-\tau}^2$  из опытов по захвату  $\mu$ -мезонов в  $He^3$ , можно оценить величину фермиевского члена. Результат оцен-  
ки /106/

$$|G_F| = 0,8_{-0,7}^{+0,4} |G_{G-\tau}| \quad (4.22)$$

согласуется с соотношением, следующим из теории (см. I.68), хотя точность также невелика.

Что касается попыток определить влияние дополнительных констант взаимодействия, то точность теоретических и экспериментальных оценок вероятности захвата для этого недостаточна. На рис. 7 показана зависимость  $W_\mu$  от величины отношения  $g_F/g_A$  при  $g_A^{(1)} = g_A^{(2)}$  ( $W_\mu$  рассчитано по формуле (I.21)).

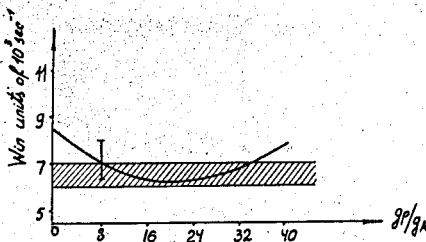


Рис. 7. Зависимость вероятности захвата  $\mu$ -мезонов в  $C^{12}$  с образованием  $B^{12}$  в основном состоянии от константы наведенного псевдоскаляра. Сплошная кривая - по данным работы /34/. Точка с указанной возможной неточностью расчёта - данные Фламманда и Форда /122/. Экспериментальные данные - из работы /130/.

Дополнительную возможность определения констант представило бы, в принципе, измерение корреляции  $\gamma$ -кванта и нейтрино (ядра отдачи) при захвате  $\mu$ -мезона. Расчет того рода для реакции  $\mu^- + C^{12} \rightarrow B^{12} + \nu$  выполнен Поповым /63/.

Поскольку в данном случае мы имеем дело с разрешенным переходом, вектор  $\vec{q}$  (импульс нейтрино) не может входить в вероятность захвата в степени выше второй. Поэтому все возможные комбинации векторов  $\vec{q}$ ,  $\vec{k}$  (импульс фотона) и  $\vec{b}$  (спин  $\mu$ -мезона), которые могут входить в вероятность, исчерпываются следующими выражениями (здесь учтено также, что в силу сохранения четности в  $\gamma$ -переходах,  $\vec{k}$  может входить только квадратично):

$(\vec{\sigma}\vec{\varphi})$  - псевдоскаляр, определяющий угловое распределение ядер отдачи при захвате поляризованного  $\mu$ -мезона;  $(\vec{\varphi}\vec{\kappa})$  - скаляр, определяющий угловую корреляцию  $\gamma$ -кванта и ядра отдачи при захвате неполяризованных мезонов;  $(\vec{\sigma}\vec{\sigma})(\vec{\kappa}\vec{\varphi})$  и  $(\vec{\kappa}\vec{\sigma})(\vec{\sigma}\vec{\varphi})$ .

В случае чистого гамов - теллеровского перехода формула угловой  $\gamma$ - $\nu$  корреляции имеет простой вид (результат не зависит от поляризации  $\mu$ -мезона):

$$w(\theta_{\nu}) \sim 1 - \alpha \left(\frac{g}{g_A}\right) P_2(\vec{\varphi}, \vec{\kappa}). \quad (4.23)$$

По расчетам /63/, при  $g_p/g_A = 8$  коэффициент  $\alpha \left(\frac{g}{g_A}\right)$  в переходе  $C^{12} \rightarrow B^{12}$  может достигать величины 20%, причем (что особенно важно)  $g_p$  входит в  $\alpha$  линейно, т.е. по знаку  $\alpha$  можно определить знак  $g_p$ .

Морита и Гринберг /132/ рассчитали угловое распределение ядер отдачи в переходе  $C^{12} (0^+) \rightarrow B^{12} (1^+)$  при захвате поляризованных  $\mu$ -мезонов. Пренебрегая переходами на возбужденные состояния остаточного ядра, они получили для коэффициента углового распределения ядер

$$w(\theta) \sim 1 + \alpha P_2 \cos \theta \quad (4.24)$$

значение  $\alpha = 0,5 - 0,8$  в зависимости от значения  $g_p/g_A$  в интервале  $0 - 8$ . Этот расчет выполнен в рамках схемы  $j-j$  связи. Его результаты приведены на рис.8. Для сравнения приведен расчет, основанный на нечувствительности величины  $\alpha$  к ядерным матричным элементам перехода. Пренебрегая "скоростными" членами, а также учитывая малость матричного элемента [121] по сравнению с [101], мы получаем выражение для  $\alpha$ , вообще не зависящее от модели ядра (3.44).

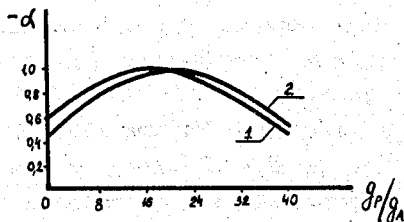


Рис.8. Асимметрия углового распределения ядер отдачи  $B^{12}$  в зависимости от константы наведенного псевдоскаляра. Кривая 1 - расчет в схеме  $j-j$  связи /132/; кривая 2 - расчет в приближении, не зависящем от параметров модели ( по формуле 3.44).

§ 5. Захват  $\mu$ -мезонов ядрами  $O^{16}$

Реакция



с возбуждением низших (связанных) уровней  $N^{16}$  (рис.9) вызывает большой интерес. К сожалению, экспериментальные данные по вероятностям парциальных переходов на эти уровни, полученные в разных лабораториях, страдают большой неоднозначностью (см. рис. 10 и 11).

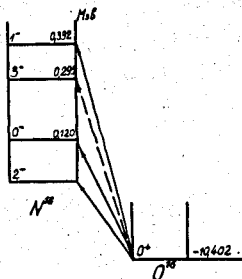


Рис. 9. Схема связанных состояний ядра  $N^{16}$ .

Принципиальным достоинством рассматриваемой задачи является то, что изучение парциальных переходов в связанные состояния ядра  $N^{16}$  позволяет выделить эффекты, обусловленные различными членами гамильтониана слабого взаимодействия:

- 1) вероятность перехода  $0^+ \rightarrow 0^+$  вообще не зависит от " слабого магнетизма ", но чувствительна к величине  $g_p$  ;
- 2) вероятность перехода  $0^+ \rightarrow 1^-$  не зависит от  $g_p$  , но зависит от  $g_m$  ;
- 3) вероятность перехода  $0^+ \rightarrow 2^-$  зависит от  $g_p$  и  $g_m$  .

Переходы на уровни  $0^-, 1^-$  и  $2^-$  относятся к первому запрету.

Переход на уровень  $3^-$  характеризуется более высоким порядком запрета; естественно, что его вероятность будет относительно мала ( экспериментальные данные непосредственно подтверждают это /133,134/). Поэтому в дальнейшем можно рассматривать только три уровня:  $0^-, 1^-$  и  $2^-$ .

Указанная выше зависимость вероятности переходов от констант взаимодействия делает очень привлекательной исследование захвата  $\mu$ -мезонов в  $O^{16}$  с точки зрения получения информации о константах мезон-нуклонного взаимодействия. Впервые на это обратили внимание

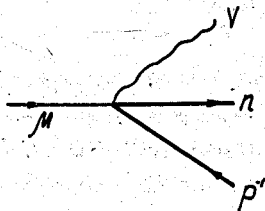


Шапиро и Блохинцев /135/. В своей работе они в рамках одночастичной модели оболочек ( $j-j$  связь) рассчитали вероятность перехода на уровни  $0^-$  и  $1^-$  и показали, что, если не учитывать матричные элементы, зависящие от скоростей нуклонов, то отношение вероятностей переходов на эти два уровня не зависит от матричных элементов и, наоборот, весьма чувствительно к величине константы индуцированного псевдоскаляра.

Последующие теоретические работы по  $\mu$ -захвату в  $O^{16}$  ценны тем, что в них дан, по существу, общий анализ пригодности одночастичной модели в теории  $\mu$ -захвата. Проведение такого анализа на примере дважды магического ядра представляло особый интерес, поскольку здесь использование одночастичных оценок всегда наиболее оправдано и, следовательно, здесь можно было получить нижний предел эффектов, не учитываемых одночастичной моделью.

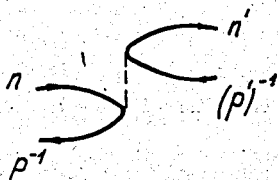
В первых двух работах (Балашова, Беляева и Эражяна /136/, Эриксона и Сенса /137/) исследовалась чувствительность ядерных матричных элементов  $\mu$ -захвата к включению корреляций между нуклонами. Рассмотрение было основано на предложенном Эллиоттом и Флаузросом /138/, а затем широко развитом многими авторами /139/, /140/, так называемом "частично-дырочном" подходе.

Поглощение мюона в ядре приводит к рождению "пары" из "частицы" (нейтрон  $-n$ ) и "дырки" (протон  $-p^{-1}$ )



(4.26)

Вследствие взаимодействия между нуклонами в ядре, не сводимого к самосогласованному полю, ("остаточного взаимодействия") возникает взаимодействие между "частицей" и "дыркой", приводящее к их рассеянию друг на друге. В процессе рассеяния могут измениться квантовые числа и "частицы", и "дырки", например:



(4.27)

или

$$(4.28)$$

и т.д. Поэтому рождение непосредственно в акте захвата мюона пары "частица-дырка" с определенными квантовыми числами вовсе не означает ( в противоположность одночастичному подходу ), что именно этими квантовыми числами и характеризуется конечное состояние ядра:

$$(4.29)$$

Обычно, поступая в духе метода Тамма-Данкова, учитывает только такие столкновения частицы и "дырки" (как однократные, так и многократные), которые не выводят ни частицу, ни "дырку" за пределы полосы состояний, ограниченной магическими числами. Если при этом не учитывать также так называемых "идуших назад диаграмм", соответствующих поляризации основного состояния ядра, то суммирование всевозможных диаграмм типа (4.26) и (4.29) осуществляется с помощью стандартной диагонализации гамильтониана на базе "частично-дырочных" состояний. Волновая функция конечного ядра предстает в виде суперпозиции таких состояний

$$\Psi_{\alpha} = \sum_{n, p^{-1}} a(n, p^{-1}) |p^{-1} n\rangle_{\alpha}, \quad (4.30)$$

где в функциях  $|p^{-1} n\rangle_{\alpha}$  выполнены все правила векторного сложения моментов, а коэффициенты смешивания  $a(n, p^{-1})$  определяются свойствами модельного гамильтониана - как спектром одночастичных состояний ( самосогласованным полем ), так и свойствами остаточных взаимодействий.

В таблице 10 приведены коэффициенты  $a(n, p^{-1})$  для волновых функций состояний  $0^{-}$ ,  $1^{-}$  и  $2^{-}$  ядра  $N^{16}$ , использованные в расчетах /60, I23, I36/. При относительно небольшом,

на первый взгляд, вкладе малых компонент волновых функций, они в действительности сильно влияют на окончательный результат расчета; при переходе от одночастичной модели к модели со смешиванием конфигураций вероятности парциальных переходов в реакции (4.25) изменились в 1,5-2 раза /136/. Тот же результат был получен в работе Эриксона и Сенса /137/, где рассматривалось только отношение вероятностей переходов  $0^+ \rightarrow 0^-$  и  $0^+ \rightarrow 1^-$ .

Таблица IO

Оболочечные волновые функции низколежащих уровней ядра  $N^{16}$

		К О Н Ф И Г У Р А Ц И И					
		$P_{\frac{1}{2}}^{-1} 2s_{\frac{1}{2}}$	$P_{\frac{1}{2}}^{-1} d_{\frac{3}{2}}$	$P_{\frac{1}{2}}^{-1} d_{\frac{3}{2}}$	$P_{\frac{3}{2}}^{-1} 2s_{\frac{1}{2}}$	$P_{\frac{3}{2}}^{-1} d_{\frac{5}{2}}$	$P_{\frac{3}{2}}^{-1} d_{\frac{3}{2}}$
$0^-$	$j-j$ -связь	1.00					
	Из работы /141/	0.999					0.055
	/138/	1.00					0.05
	/60/	0.999					0.054
$1^-$	$j-j$ -связь	1.00					
	/141/	0.995		0.018	0.026	-0.096	-0.020
	/138/	0.98		0.014	-0.16	-0.08	-0.02
	/60/	0.977		0.014	-0.193	-0.089	-0.026
$2^-$	$j-j$ -связь		1.00				
	/141/		0.983	0.007	0.054	0.174	0.035
	/138/		0.98	-0.10	0.06	0.14	0.09
	/60/		0.968	-0.137	0.070	0.171	0.099

Последующие работы /60,93,123,143,144/ были более обстоятельными. В частности, в них исследована чувствительность вероятностей рассматриваемых парциальных переходов к разным параметрам используемой модели. Варьирование касалось амплитуды остаточного взаимодействия между нуклонами, обменного варианта и радиуса взаимодействия. Оно было дополнено анализом "опорных данных", используемых для определения параметров модели. Основные результаты работы /60/ (которые частично повторяют уже известные результаты более ранних работ)\*) приведены на рис. IO и II.

\*) Помимо различия в выборе параметров модели, расчеты разных авторов отличаются друг от друга также в других отношениях, в частности, в способе учета мезонной функции. Как отмечалось выше, в II, при этом возникает различия между ними ~ 10%, что, в принципе, требовало бы внимательного разбора. Однако ниже будет показано, что общее для всех авторов расхождение расчета и эксперимента значительно превышает эту величину.

На рис. 10 показана зависимость вероятностей парциальных переходов в реакции (4.25) на уровни  $2^-$ ,  $1^-$  и  $0^-$  ядра  $^{16}\text{O}$  от амплитуды  $V_0$  остаточных взаимодействий между нуклонами. Расчет проведен для сил типа Гаусса с обменным вариантом Розенфельда.

Таблица II

Зависимость вероятности перехода на основное состояние ядра  $^{16}\text{O}$  от формы остаточного взаимодействия между нуклонами  $/60/$  ( $\tau_0 = 1,8 \text{ ф}$ )

Вариант расчета	$W$ ( в $10^4 \text{ сек}^{-1}$ )
$j-j$ связь	3,18
Потенциал Гаусса ( $V_0 = 40 \text{ Мэв}$ )	1,53
Потенциал Юкавы ( $V_0 = 50 \text{ Мэв}$ )	1,44

Зависимость от  $V_0$  - наиболее сильная из всех рассмотренных. В таблице II приведены результаты расчета вероятности перехода на уровень  $2^-$  для двух вариантов радиальной зависимости остаточного взаимодействия - типа Гаусса и типа Юкавы; наблюдаемые между ними расхождения гораздо меньшего масштаба, чем между каждым из них и случаем чистой одночастичной модели ( $V_0 = 0$ ).

Таблица I2

Чувствительность вероятностей парциальных переходов к варианту обменного взаимодействия  $/60/$

(  $V_0 = 40 \text{ Мэв}$ ;  $g_p/g_A = 8$ ,  $\tau_0 = 1,8 \text{ ф}$  )

	Силы Розенфельда	Силы Сопера
$2^-$	1.53	1.46
$1^-$	0.36	0.30
$0^-$	0.19	0.18

Из табл. I2 видны масштабы различия, возникающего при замене обменного варианта Розенфельда другим - вариантом Сопера  $/60/$ .

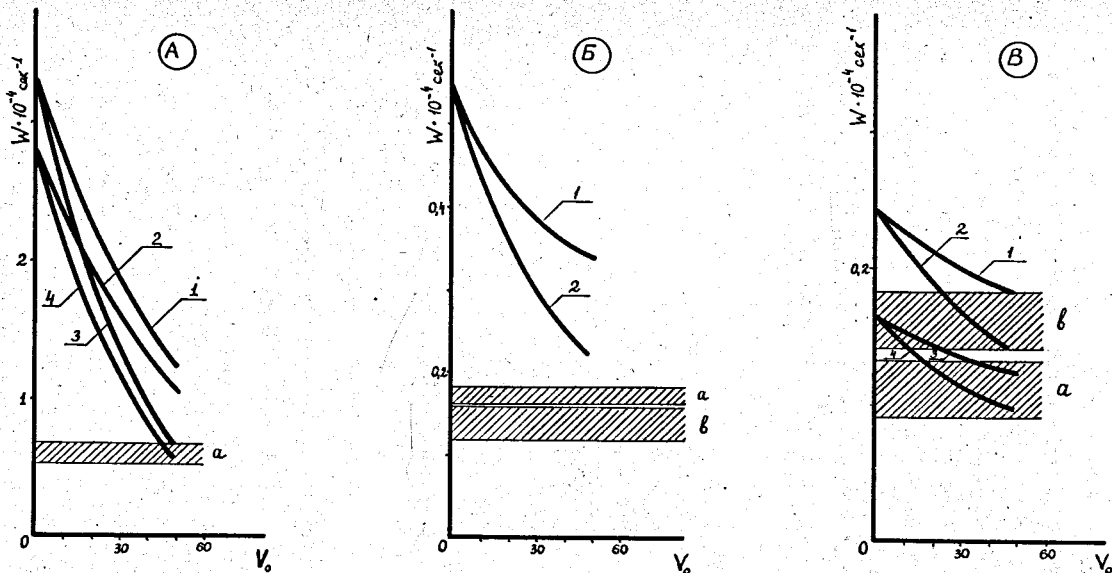


Рис. 10. Парциальные переходы  $0^+ I6 \rightarrow N^+ I6$  - зависимость вероятностей от параметров модели ( $g_A/g_V = -1.2I$  ;  $\tau_0 = 1.8f$ ).

- А)  $0^+ \rightarrow 2^-$ .
1.  $g_A/g_V = 8$ ;  $b = 1.7f$ .
  2.  $g_A/g_V = 16$ ;  $b = 1.7f$ .
  3.  $g_A/g_V = 8$ ;  $b = 1.22f$ .
  4.  $g_A/g_V = 16$ ;  $b = 1.22f$ .

- Б)  $0^+ \rightarrow 1^-$ .
1.  $b = 1.7f$ .
  2.  $b = 1.22f$ .

- В)  $0^+ \rightarrow 0^-$ .
1.  $g_A/g_V = 8$ ;  $b = 1.7f$ .
  2.  $g_A/g_V = 8$ ;  $b = 1.22f$ .
  3.  $g_A/g_V = 12$ ;  $b = 1.7f$ .
  4.  $g_A/g_V = 12$ ;  $b = 1.22f$ .

а - экспериментальные данные /133/ ,  
 в - экспериментальные данные /134/ .

Существенно, что все рассмотренные варианты параметров модели оставляют почти неизменным заметное расхождение теории и эксперимента. Как видно на рис. 10 а, б, в, наилучшее согласие расчетов с экспериментальными данными достигается при очень больших значениях амплитуды взаимодействия ( $V_0 = 60$  Мэв).

В работе /60/ показано, что это значение невозможно согласовать с другими известными данными по ядрам  $^{16}\text{O} - N^{16}$ ; например, резко завышенным оказывается положение дипольного гигантского резонанса в  $^{16}\text{O}$ . При "оптимальных" же значениях параметров (в районе, близком к значениям работ Эллиотта и Флауэrsa /138/ и Жилле /141/) все рассмотренные вероятности перехода оказываются завышенными по сравнению с экспериментом. Нам представляется, что в этом сказывается общий недостаток традиционного "частично-дырочного" подхода. Известно, что такое завышение наблюдается также в расчетах вероятности фотопоглощения и факторов неупругого рассеяния электронов на  $^{16}\text{O}$  с возбуждением уровней отрицательной четности типа "частица-дырка" /145, 146/.

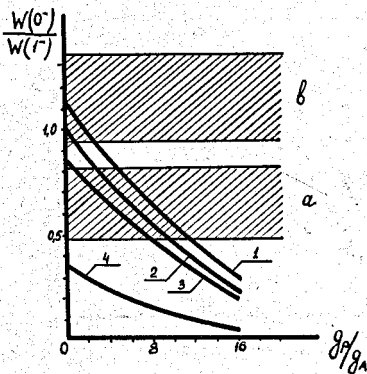


Рис. 11. Зависимость отношения вероятностей переходов

$W(0^-)/W(1^-)$  от константы наведенного псевдоскаляра:

1.  $V_0 = 50$  Мэв;  $\tau_0 = 1.8 f$ ;  $b = 1.22 f$ .

2.  $V_0 = 40$  Мэв;  $\tau_0 = 1.8 f$ ;  $b = 1.7 f$  (функции Эллиотта и Флауэrsa /138/).

3.  $j-j$  связь - с учетом "скоростных" членов.

4.  $j-j$  связь - без учета "скоростных" членов /135/

а - экспериментальные данные /133/,

б - экспериментальные данные /134/.

Приведем также данные по расчету отношения вероятности переходов  $0^+ \rightarrow 0^-$  и  $0^+ \rightarrow 1^-$  (рис. II). Здесь сразу бросается в глаза неоднозначность экспериментальных данных. Если результаты, полученные в /133/, вполне совместимы с  $g_F/g_A \sim 8$  практически независимо от выбора параметров модели, то данные /134/ требуют для своего объяснения скорее отрицательных, чем положительных значений  $g_F/g_A$ .

Совсем недавно Жилле и Дженкинс /123/ также провели подробный анализ переходов на связанные состояния  $N^{16}$  при захвате мюонов кислородом. Их общие выводы не отличаются от тех, что были сделаны в работе /60/. В табл. 13 приведены некоторые результаты Жилле и Дженкинса. Отметим, что учет идущих назад диаграмм (в духе "приближения хаотических фаз") вносит очень небольшие изменения в вероятность рассматриваемых переходов.

Таблица 13

Вероятность парциальных переходов на связанные уровни  $N^{16}$  при захвате мюонов кислородом - расчет Жилле и Дженкинса /123/.

1 - волновые функции работы /141/.

2 - расчет с учетом "идущих назад" диаграмм.

$\tau_0 = 1,75 \mu$ ,  $W$  - в  $10^3$  сек  $^{-1}$ .

$g_F/g_A$	$0^-$		$1^-$		$2^-$		$3^-$	
	1	2	1	2	1	2	1	2
0	3,01	3,10	2,53	2,36	20,0	17,6	0,196	0,182
8	1,68	1,76			16,0	14,1		
16	0,735	0,795			13,7	12,0		

Общий итог рассмотрения разными авторами  $\mu$ -захвата в кислороде таков, что данные по вероятности парциальных переходов в связанные состояния  $N^{16}$  невозможно использовать в настоящее время для определения констант слабого взаимодействия. Естественно, в связи с этим обратимся к иным характеристикам этих переходов.

Зранияном был проведен расчет асимметрии углового распределения ядер отдачи  $N^{16}$  при захвате поляризованных  $\mu$ -мезонов кислорода /60/.

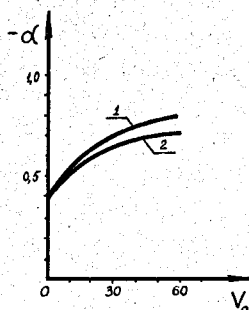


Рис. 12. Асимметрия углового распределения ядер отдачи  $N^{16}$  в частичном переходе  $0^+ \rightarrow 1^-$ .

1.  $\tau_0 = 1,8 \text{ ф}$ ;  $\delta = 1,22 \text{ ф}$ .
2.  $\tau_0 = 1,8 \text{ ф}$ ;  $\delta = 1,7 \text{ ф}$ .

На рис. 12 показана зависимость коэффициента асимметрии  $\alpha$  для перехода на уровень  $J = 1^-$  от амплитуды взаимодействия между нуклонами  $V_0$ ;  $\alpha$  меняется очень сильно, это обусловлено высокой чувствительностью отношения фермиевского и гамов-теллеровского матричного элемента к включению корреляций между нуклонами.

Таблица 14

Асимметрия углового распределения ядер отдачи  $N^{16}$  в частичном переходе на уровень  $J = 2^-$

Вариант расчета	$-\alpha$
$j-j$ связь	0,69
Функция Эллиота и Флауэрс	0,68
По формуле (3.44)	0,66



Величина  $\alpha$  для перехода на основное состояние  $2^-$ , наоборот, очень слабо зависит от  $\frac{1}{V_0}$  (см. табл. I4), но резко меняется в зависимости от отношения  $\frac{g_p}{g_n}$  (\*). Поскольку вероятность перехода на основное состояние значительно больше, чем суммарная вероятность переходов на уровни  $0^-$  и  $1^-$ , результирующая величина  $\alpha$ , рассчитанная с учетом высвечивания возбужденных состояний, мало отличается от  $\alpha$  для уровня  $2^-$  (рис. I3).

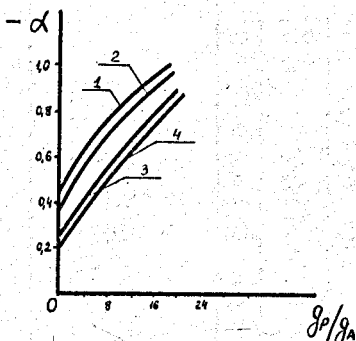


Рис. I3 . Асимметрия углового распределения ядер отдачи

$$^{16}\text{O} (\tau_0 = 1,8 \text{ ф.}) .$$

1. Парциальный переход на уровень  $2^-$ ;  $\beta = 1,22 \text{ ф.}$  ;  $V_0 = 50 \text{ Мэв.}$
2. Парциальный переход на уровень  $2^-$ ;  $\beta = 1,7 \text{ ф.}$  ;  $V_0 = 40 \text{ Мэв.}$
3. Суммарный коэффициент асимметрии  $\alpha = \frac{\sum \alpha_i W_i}{\sum W_i}$  ;  
 $\beta = 1,7 \text{ ф.}$  ;  $V_0 = 40 \text{ Мэв.}$
4. Суммарный коэффициент асимметрии  
 $\beta = 1,22 \text{ ф.}$  ;  $V_0 = 50 \text{ Мэв.}$

#### § 6. Экспериментальные задачи изучения парциальных переходов при захвате $\mu$ -мезонов легкими ядрами

Какие еще ядра, кроме рассмотренных  $\text{He}^3$ ,  $\text{Li}^6$ ,  $\text{C}^{12}$  и  $\text{O}^{16}$ , могли бы быть использованы в качестве мишеней для изучения парциальных переходов в  $\mu$ -захвате? Сразу же отпадают средние и тяжелые ядра, где плотность уровней остаточного ядра велика и выделение

\* Напомним, что то же самое мы видели при рассмотрении захвата в  $\text{C}^{12}$  (парциальный переход на основное состояние  $\text{B}^{12}$ ). Причина обшая - в обоих случаях происходит почти чистый гамов - теллеровский переход.

Таблица 15

Вероятность разрешенных переходов в легких ядрах /60/

Характер перехода : $J_i \rightarrow J_f$	Знак $\mu$	СПИН МЕЗОАТОМА		Статистическое заселение	
		$F_+ = J_i + 1/2$	$F_- = J_i - 1/2$		
$0 \rightarrow 0$			$2 [000]^2 G_V^2$	$2 [000]^2 G_V^2$	
$0 \rightarrow 1$	$C^{12} \rightarrow B^{12}$		$\frac{2}{3} [101]^2 G_{G-T}^2$		
$I \rightarrow 0$	$Li^6 \rightarrow He^6$	+	$\frac{2}{9} [101]^2 G_P^2$	$\frac{2}{3} [101]^2 G_{G-T}^2$	
$3/2 \rightarrow 1/2$	$Be^9 \rightarrow Li^9$	-			$2 [101]^2 (\frac{1}{3} G_P - G_A)^2$
	$B^{11} \rightarrow Be^{11}$	+			$\frac{2}{9} [101]^2 \{8(\frac{1}{3} G_P - G_A)^2 + \frac{1}{9} G_P^2\}$
$3 \rightarrow 2$	$B^{10} \rightarrow Be^{10}$	+	$\frac{2}{9} [101]^2 \{7(\frac{1}{3} G_P - G_A)^2 + \frac{2}{9} G_P^2\}$		
$1/2 \rightarrow 3/2$	$C^{13} \rightarrow B^{13}$	+	$\frac{2}{9} [101]^2 \{4(\frac{1}{3} G_P - G_A)^2 + \frac{5}{9} G_P^2\}$	$\frac{2}{9} [101]^2 G_P^2$	
	$F^{19} \rightarrow O^{19}$				
$3/2 \rightarrow 5/2$			$\frac{2}{15} [101]^2 \{8(\frac{1}{3} G_P - G_A)^2 + \frac{7}{9} G_P^2\}$		
$I \rightarrow 2$	$Li^6 \rightarrow He^6$	+	$[101]^2 \{(\frac{1}{3} G_P - G_A)^2 + \frac{1}{9} G_P^2\}$		
	$N^{14} \rightarrow C^{14}$				
$1/2 \rightarrow 1/2$	$He^3 \rightarrow H^3$	-	$2 \left\{ [000] G_V - \frac{1}{3} [101] (\frac{1}{3} G_P - G_A) \right\}^2 + \frac{16}{81} [101]^2 G_P^2$	$2 \left\{ [000] G_V + [101] (\frac{1}{3} G_P - G_A) \right\}^2$	
	$F^{19} \rightarrow O^{19}$	+			
$I \rightarrow I$	$N^{14} \rightarrow C^{14}$	+	$2 \left\{ [000] G_V - \sqrt{\frac{1}{6}} [101] (\frac{1}{3} G_P - G_A) \right\}^2 + \frac{5}{27} [101]^2 G_P^2$	$2 \left\{ [000] G_V + \sqrt{\frac{2}{3}} [101] (\frac{1}{3} G_P - G_A) \right\}^2 + \frac{2}{27} [101]^2 G_P^2$	$2 [000]^2 G_V^2 + \frac{2}{3} [101]^2 G_{G-T}^2$
$3/2 \rightarrow 3/2$	$Be^9 \rightarrow Li^9$	-	$2 \left\{ [000] G_V - \sqrt{\frac{1}{5}} [101] (\frac{1}{3} G_P - G_A) \right\}^2 + \frac{8}{45} [101]^2 G_P^2$	$2 \left\{ [000] G_V + \sqrt{\frac{5}{3}} [101] (\frac{1}{3} G_P - G_A) \right\}^2 + \frac{8}{81} [101]^2 G_P^2$	

парциальных переходов невозможно в силу больших экспериментальных трудностей. Даже в районе ядер  $Mg - N$  такая задача, по-видимому, может быть решена очень нескоро. Поэтому при решении поставленного вопроса можно ограничиться анализом самых легких ядер. Такой анализ от  $He^3$  до  $F^{19}$  — был проведен Эражяном. /60/

Как говорилось выше в связи с обсуждением  $\mu$ -захвата в кислороде, существующая теория не в состоянии обеспечить необходимую точность вычисления ядерных матричных элементов в случае запрещенных переходов. Обратимся к разрешенным переходам.

В таблице 15 приведены вероятности таких переходов, выраженные через комбинации эффективных констант и ядерные матричные элементы (здесь опущены "скоростные" члены и ряд других членов примерно того же порядка малости). Во всех случаях вероятность разрешенного перехода при наличии статистического заселения уровней сверхтонкой структуры определяется двумя основными комбинациями констант:  $G_V^2$  и  $G_{G-T}^2$ . Поэтому (имея в виду, что точность вычисления опущенных членов невелика) изучение разрешенных переходов при таких условиях не сможет добавить ничего особенного по сравнению с подробными сведениями о процессах захвата мюонов ядрами  $He^3$  и  $C^{12}$ .

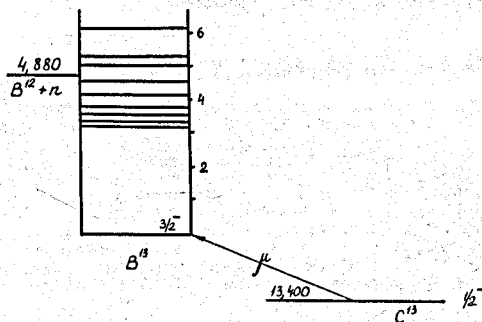


Рис. 14. Схема уровней ядра  $B^{13}$ .

Совсем иная ситуация с переходами из отдельных состояний сверхтонкой структуры. Здесь, в зависимости от значений спинов начального и конечного состояний ядер, константы слабого взаимодействия входят в выражение для вероятностей перехода в самых различных комбинациях. Естественно, наибольший интерес представляли бы такие случаи, где вероятность перехода особо чувствительна к величине наименее известных констант, в частности, к величине  $G_p$ .

Особо интересны переходы типа  $1/2 \rightarrow 3/2$  при положительном знаке магнитного момента ядра-мишени. Как видно из таблицы 15, здесь вероятность захвата из низшего состояния  $F = \mathcal{A} - 1/2$  определяется (с точностью до сделанных выше оговорок) лишь константой  $G_p$ .

Такие условия реализуются при захвате  $\mu$ -мезонов ядрами  $C^{13}$  (с образованием  $B^{13}$  в основном состоянии) или ядрами  $F^{19}$  (с выделением парциального перехода на уровень  $3/2^+$  ядра  $O^{19}$  при  $E^* = 96$  кэв) - см. рис. 14 и 15.

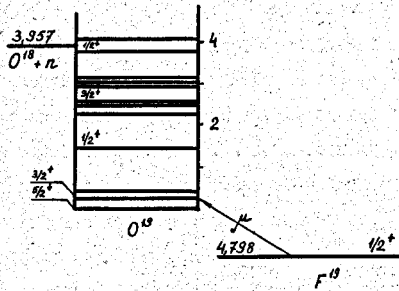


Рис. 15. Схема уровней ядра  $O^{19}$ .

Конечно, оба эксперимента были бы очень трудны, но, по-видимому, стоит идти на эти трудности, учитывая ценность получаемой информации.

### § 7. Измерения полной вероятности захвата

Как уже отмечалось, время перехода  $\mu$ -мезона на  $K$ -орбиту ( $\sim 10^{-14}$  сек.) много меньше его времени жизни. Поэтому полное время жизни  $\mu$ -мезона в мезоатоме определяется практически суммарной вероятностью его распада и захвата ядром. Измерения времени жизни, а следовательно, и полной вероятности захвата проведены в настоящее время для большого числа ядер /36,147,148/. Экспериментальные результаты показаны на рис. 16.

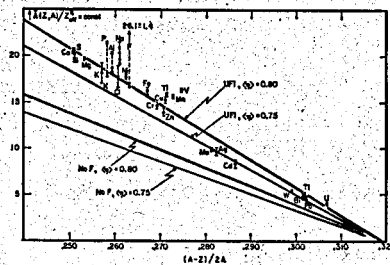


Рис. 16. Полная вероятность захвата  $\mu$ -мезонов ядрами (по работе /147/).

При малых  $Z$  полная вероятность захвата  $W$  растет, примерно, как  $Z^4$ . Эта зависимость отражает то, что захват идет на отдельных протонах ядра, а плотность мезонного облака в области ядра в случае легких элементов пропорциональна  $Z^3$ . При увеличении  $Z$  происходит ослабление такой сильной зависимости. Основными факторами подавления захвата в области тяжелых ядер является принцип Паули (увеличение относительного веса состояний, в которые запрещен переход нейтронов) и "размазывание" волновой функции  $\mu$ -мезона.

Эти факторы отражены в известной "формуле Примакова" <sup>13/</sup>

$$W(Z) = Z_{\text{эфф}}^4 W(H; Z) \gamma \left(1 - \frac{A-Z}{2A} \delta\right), \quad (4.31)$$

здесь  $Z_{\text{эфф}}$  - "эффективный заряд" ядра, учитывающий его конечные размеры (см. рис. 1);  $W(H; Z)$  - вероятность захвата в водороде;  $\gamma$  - отражает изменение фазового объема реакции при переходе от водорода к ядру:

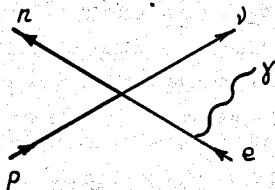
$$\gamma = \frac{\langle q_v^2 \rangle_{A, Z}}{\langle q_v^2 \rangle_{H; 1}} \quad (4.32)$$

Формула Примакова получена <sup>13/</sup> в очень простых предположениях о ядерной структуре и механизме  $\mu$ -захвата, которые в настоящее время не представляются убедительными. Тем не менее, если рассматривать ее лишь как полумпирическую формулу, а  $\gamma$  и  $\delta$  - как параметры подгонки, она хорошо описывает общую зависимость  $W$  от  $A$  и  $Z$ .

В течение длительного времени теория не могла дать для расчета полной вероятности захвата ничего лучшего, чем формула Примакова. В последнее время интерес к проблеме полной вероятности  $\mu$ -захвата вновь возрос в связи с успешным использованием в этой задаче современных представлений о коллективных возбуждениях ядер. Подробное рассмотрение вопроса дано в главе VI.

### § 8. Радиационный захват

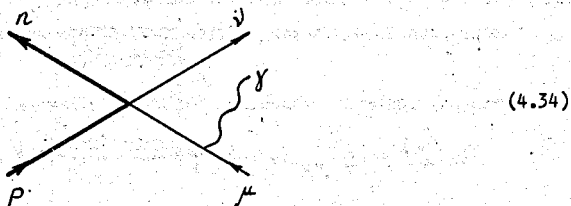
Радиационный захват  $\mu$ -мезона аналогичен явлению внутреннего тормозного излучения электрона при  $K$ -захвате. Известно, что расчеты внутреннего тормозного излучения, основанные на учете простейшей диаграммы радиационного захвата электрона



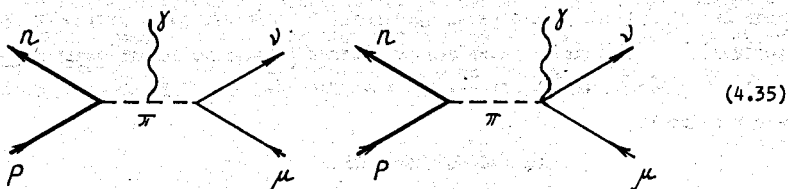
(4.33)

находятся в очень хорошем согласии с экспериментами по определению относительной вероятности такого процесса и формы сплошного спектра фотонов.

Первые расчеты радиационного захвата  $\mu$ -мезонов представляли собой повторение аналогичных вычислений для  $K$ -захвата. Однако, даже ограничиваясь простейшей диаграммой,



приходится столкнуться со специфическими для  $\mu$ -захвата трудностями, вызванными неопределенностью спектра возбуждения остаточного ядра. Разумеется, можно было бы избежать этих трудностей, изучая радиационный захват на водороде, однако здесь, как говорилось выше, имеются свои, чисто экспериментальные неприятности, неизбежные даже при исследовании обычного захвата. Тем не менее радиационный захват  $\mu$ -мезонов протонами рассматривается во многих теоретических работах [149-156]. Значение этих расчетов определяется главным образом тем, что с их помощью можно получить важные оценки таких диаграмм радиационного захвата мезонов, которые практически несущественны при рассмотрении захвата электронов. Приведем некоторые из них:



Построенные на этих диаграммах (с учетом калибровочной инвариантности) амплитуды переходов играют роль эффективного гамильтониана для расчета радиационного захвата сложными ядрами. Такие расчеты выполнены рядом авторов, а их подробный анализ дан в работах [144-156].

Наиболее существенные выводы такого анализа состоят в следующем:

а) отношение полной вероятности радиационного захвата к полной вероятности простого захвата (для разных ядер оно составляет примерно  $10^{-4}$ ) слабо чувствительно к выбору ядерных волновых функций;

б) характеристики радиационного захвата (особенно высокоэнергетическая часть спектра

фотонов) весьма чувствительны к величине наведенной псевдоскалярной константы  $g_p$ . Измерения спектра фотонов радиационного захвата  $\mu$ -мезонов на ядре  $\text{Ca}^{40}$  были проведены в работе /157/. Соответствующие расчеты выполнены Толхуком и Рудом /144, 156/

Из сопоставления этих данных получается несколько завышенное по сравнению с предсказываемым теорией, значение  $g_p/g_n$ : от 13 до 18 - в зависимости от варианта теоретического расчета \*).

### § 9. Опыты по регистрации нейтронов

Первые эксперименты по изучению нейтронной эмиссии были направлены на проверку положения о несохранении четности в слабых взаимодействиях: прямым следствием несохранения четности является асимметрия углового распределения нейтронов при захвате поляризованных  $\mu$ -мезонов.

Таблица 16

Асимметрия углового распределения нейтронов при захвате мюонов ядрами  $\text{Mg}^{24}$ ,  $\text{S}^{32}$  и  $\text{Ca}^{40}$

Эксперимент	Ядро мишени	Порог регистрации	- A	- $\alpha$
/159/	$\text{S}^{32}$	4,5 Мэв	$0,027 \pm 0,007$	$0,48 \pm 0,15$
/160/	$\text{S}^{32}$	5 Мэв	$0,019 \pm 0,007$	$0,43 \pm 0,17$
/160/	$\text{Mg}^{24}$	5 Мэв	$0,020 \pm 0,005$	$0,71 \pm 0,22$
/161/	$\text{Ca}^{40}$	7 Мэв	$0,066 \pm 0,022$	$0,54 \pm 0,19$
/158/	$\text{Ca}^{40}$	7 Мэв	$0,102 \pm 0,018$	$0,71 \pm 0,15$

Общее выражение для углового распределения нейтронов относительно вектора поляризации  $\mu$ -мезона имеет вид:

$$w(\theta) \sim 1 + \alpha P_{\mu} \cos \theta = 1 + A \cos \theta, \quad (4.36)$$

где  $P_{\mu}$  - остаточная поляризация  $\mu$ -мезона на  $K$ -орбите,  $\alpha = \alpha(E_n)$  - "коэффициент асимметрии", являющийся функцией энергии нейтрона.

\*) Варьирование касалось вида фактора наведенного псевдоскаляра:  $B(\vartheta^2)$  выбиралось в полном (одномезонном) приближении (соотношение 1.37) и с учетом "массивных" диаграмм (соотношение 1.46).

Фактически в описываемых опытах измеряется всегда интегральная по спектру нейтронов  $S(E_n)$  асимметрия, соответствующая регистрации всех нейтронов с энергией, большей некоторой заданной  $E_n^{(0)}$ ,

$$\bar{\alpha} = \frac{\int_{E_n^{(0)}}^{E_{n, \max}} \alpha(E_n) S(E_n) dE_n}{\int_{E_n^{(0)}}^{E_{n, \max}} S(E_n) dE_n} \quad (4.37)$$

Результаты первых экспериментов по определению коэффициента асимметрии нейтронов, собранные в работе /158/, приведены в табл. 16.

Функция  $\alpha(E_n)$  содержит константы слабого взаимодействия и всю информацию о механизме испускания нейтронов (ядерные матричные элементы). Естественно попытаться, рассчитав ядерные матричные элементы, использовать данные по асимметрии для определения или уточнения констант эффективного гамильтониана. В ряде работ /162-164/ функция  $\alpha(E_n)$  рассчитывалась на основе предположения о механизме "прямого" испускания нейтрона при захвате  $\mu$ -мезона протоном.

Матричный элемент такого процесса рассчитывается непосредственно, как только заданы одночастичные волновые функции протона в ядре-мишени ( $\psi_p$ ) и нейтрона, покидающего ядро ( $\psi_n$ ):

$$M_{i \rightarrow f} = \int \psi_n^* e^{-i\vec{q}\vec{z}} H_{\mu} \psi_{\mu} \psi_p d\vec{z} \quad (4.38)$$

В качестве  $\psi_p$  выберутся функции модели независимых частиц,

$\psi_n$  - искаженная волна нейтрона, взаимодействующего с покидаемым ядром как со средним одночастичным (оптическим) потенциалом  $V(z_n)$ :

$$V(z_n) = U(z_n) + iW(z_n).$$

Если в такой модели пренебречь спин-орбитальным взаимодействием, то коэффициент асимметрии  $\alpha(E_n)$  факторизуется удобным образом:

$$\alpha(E_n) = \alpha_H \beta(E_n), \quad (4.39)$$

здесь  $\alpha_H$  - коэффициент асимметрии нейтронов в случае захвата  $\mu$ -мезона протоном:

$$\alpha_H = \frac{G_V^2 - 2G_A^2 + (G_A - G_P)^2}{G_V^2 + 2G_A^2 + (G_A - G_P)^2}, \quad (4.40)$$

$\beta(E_n)$  - отношение ядерных матричных элементов.

Из физических соображений ясны ограничения на величину  $\alpha_H$  и  $\beta(E_n)$ :



$$|\alpha_n| \leq 1; \quad |\beta(E_n)| \leq 1. \quad (4.41)$$

При "теоретических" значениях констант (I.68)

$$\alpha_n = -0,40. \quad (4.42)$$

Нейтроны прямого механизма ("прямые нейтроны") составляют лишь небольшую часть полного числа нейтронов, образовавшихся при захвате мюона. Другая, основная доля нейтронов обусловлена распадом составного ядра, и, согласно традиционным критериям реакций, идущих через составное ядро, должна быть сосредоточена в мягкой части энергетического спектра. Схема параллельного учета статистического и прямого механизмов при расчете спектра нейтронов при  $\mu$ -захвате подробно изложена Лябкиным /I65/.

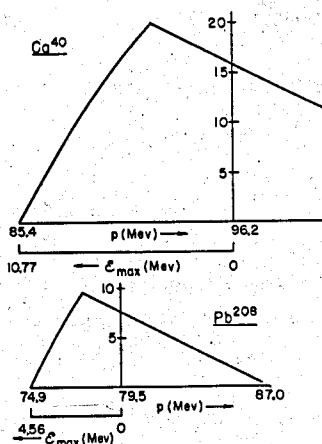


Рис. I7. Спектр возбуждения ядра при  $\mu$ -захвате - расчет Лябкина по модели ферми - газа /I65/.

Выход нейтронов испарения, имеющих энергии в интервале  $\epsilon \rightarrow \epsilon + d\epsilon$ , при распаде составного ядра с энергией возбуждения  $E^* = \epsilon_{max} + \epsilon_{el}$  определяется согласно известной формуле статистической модели ядра /I66/

$$Y(\epsilon, \epsilon_{max}) d\epsilon \sim \sigma \epsilon \exp\left\{2\sqrt{a(\epsilon_{max} - \epsilon)}\right\} d\epsilon. \quad (4.43)$$

Величина  $\epsilon_{max}$  однозначно связана с величиной импульса нейтрино  $q = |\vec{q}_\nu|$ :

$$\epsilon_{max} + q = const. \quad (4.44)$$

Пусть  $R(\epsilon_{max}) d\epsilon_{max}$  - вероятность возбуждения ядра, поглощающего  $\mu$ -мезон, в интервал  $\epsilon_{max} \rightarrow \epsilon_{max} + d\epsilon_{max}$ . Ее расчет проводится в рамках той же модели независимых частиц, что используется для расчета механизма прямого испускания (предполагается, что вклад последнего в полную вероятность захвата пренебрежимо мал). В предельном варианте модели независимых частиц, модели ферми - газа,  $R(\epsilon_{max})$  является простой функцией с максимумом при энергиях порядка нескольких Мэв. На рис. 17 показаны результаты Либкина для  $R(\epsilon_{max})$  в случае  $Ca^{40}$  и  $Pb^{208}$ . Интересно привести соответствующие значения средней энергии нейтрино:

$$\begin{aligned} \bar{q}_\nu &= 77,7 \text{ Мэв/с} && \text{для } Pb^{208} \\ \bar{q}_\nu &= 92,2 \text{ Мэв/с} && \text{для } Ca^{40} \end{aligned} \quad (4.45)$$

Эти данные окажутся полезными в дальнейшем - при обсуждении проблемы полной вероятности захвата.

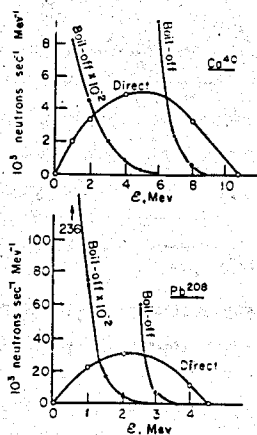


Рис. 18. Соотношения механизма "прямого" испускания нейтронов и механизма испарения /165/.

Интегрируя  $Y(\epsilon, \epsilon_{max})$  вместе с  $R(\epsilon_{max})$  по  $d\epsilon_{max}$ , получаем спектр нейтронов испарения  $S(E)$ . Окончательный результат показан на рис. 18, где приведен также рас-

считанный в модели ферми - газа спектр "прямых" нейтронов. Для сравнения на рис. 19 показан результат расчета Блохинцева и Долинского /163/ на основе оптической модели. К сожалению, указанные авторы приводят только данные, касающиеся механизма прямого испускания.

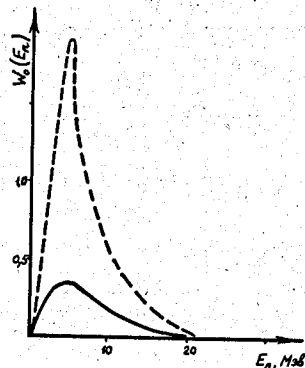


Рис. 19. Спектр "прямых" нейтронов при захвате  $\mu$ -мезонов ядрами  $\text{Ca}^{40}$  - одночастичный расчет /163/.

Сплошная кривая - с учетом поглощения нейтронов (комплексный оптический потенциал);  
пунктирная - без учета поглощения.

При интерпретации экспериментов /163/ по захвату  $\mu$ -мезонов с испусканием нейтронов предполагалось, что все нейтроны с энергиями в несколько Мэв являются "прямыми" и что альтернативный механизм - распад составного ядра - дает вклад лишь в мягкую часть спектра ( $E_n < 3 - 5$  Мэв). Такая концепция была подвергнута критике в ряде работ последних лет /167-169/ в связи с указаниями на важную роль резонансного механизма испускания нейтронов, когда поглощение  $\mu$ -мезона приводит к коллективному возбуждению ядра. Подробно резонансный механизм испускания нейтронов будет рассмотрен в гл. V. Если говорить кратко, ситуация заключается в следующем. В широком интервале энергий нейтронов, вплоть до величин порядка 10 Мэв, резонансный механизм испускания нейтронов должен существенно преобладать над прямым. Это делает неоправданным использование оптического одночастичного подхода к расчету асимметрии в указанной области энергий. Вместе с тем отпадает и важное качественное следствие такого подхода - положение о факторизации коэффициента асимметрии (соотношение (4.39)).

Таблица 17

Асимметрия углового распределения нейтронов -  
продуктов  $\mu$ -захвата (по данным работы /47/)  
ядром  $\text{Ca}^{40}$

$$P_{\mu} = 0,190 \pm 0,015.$$

Энергия отсечки	- A
7,0	0,054 $\pm$ 0,012
11,0	0,100 $\pm$ 0,016
14,0	0,134 $\pm$ 0,020
18,0	0,193 $\pm$ 0,025
19,0	0,234 $\pm$ 0,026
23,0	0,235 $\pm$ 0,040

В связи с этим оказались очень важными эксперименты по измерению асимметрии нейтронов при больших чем 10 Мэв энергиях "отсечки"  $E_n^{(w)}$  /47,170,171/, где резонансный механизм оказывается уже мало существенным. В таблице 17 и на рис. 20 и 21 приведены получившие широкую известность данные группы Евсеева /47/. Их интерпретация проводилась авторами на основе предположений о прямом механизме испускания нейтронов. Применяя формулу (4.39) к данным в таблице 17, получаем, что уже с  $E_n^{(w)} = 18$  Мэв

$$\alpha_H = -1 \quad (4.46)$$

(одновременно  $\beta(E_n) = 1$ ).

Величина  $\alpha_H$  связана с константами эффективного гамильтониана по формуле (4.40). Условие  $\alpha_H = -1$  удовлетворяется только при следующих соотношениях между константами /172/:

$$\begin{aligned} G_V &= g_V \left(1 + \frac{g}{2M}\right) + g_S = 0, \\ G_A - G_P &= g_A \left(1 + \frac{g}{2M}\right) - (g_P - g_T) \frac{g}{2M} = 0; \end{aligned} \quad (4.47)$$

или

$$g_s = -g_v \left(1 + \frac{g}{2M}\right) \cong -g_v, \quad (4.48)$$

$$g_p - g_T = \frac{1 + g/2M}{g/2M} g_A \cong 20 g_A,$$

что резко расходится с "теоретическими" значениями констант (1.57) и результатами всех других экспериментов по их определению.

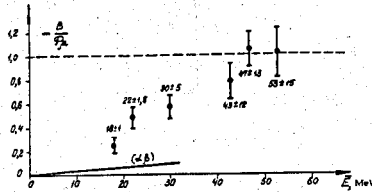


Рис. 20. Зависимость коэффициента асимметрии от средней энергии нейтронов - по данным работы /170/.  
Сплошная линия - расчет Клейна и Вольфенштейна /199/.

Подробное обсуждение механизма испускания нейтронов при  $\mu$ -захвате будет проведено ниже, в гл. V. Там же будут обсуждены результаты совсем недавних экспериментов Каплана /173/ по определению спектра испущенных нейтронов.



Рис. 21. Спектр нейтронов из  $\text{Ca}^{40}$  - результаты работы /170/.

Таблица 18

Распределение числа нейтронов на акт  $\mu$ -захвата  
по данным работы /174/

Ядро мишени	Среднее число нейтронов на акт захвата	Относительные вероятности $F_n$						
		$n=0$	$n=1$	$n=2$	$n=3$	$n=4$	$n=5$	$n=6$
<i>Al</i>	$1.262 \pm 0.059$	$0.449 \pm 0.027$	$0.464 \pm 0.028$	$0.052 \pm 0.013$	$0.036 \pm 0.007$	$-0.0023 \pm 0.004$	$-0.001 \pm 0.004$	$0.003 \pm 0.004$
<i>Si</i>	$0.864 \pm 0.072$	$0.611 \pm 0.042$	$0.338 \pm 0.042$	$0.045 \pm 0.018$	$-0.002 \pm 0.008$	$0.003 \pm 0.005$	$0.002 \pm 0.005$	$0.003 \pm 0.006$
<i>Ca</i>	$0.746 \pm 0.032$	$0.633 \pm 0.021$	$0.335 \pm 0.022$	$0.025 \pm 0.009$	$0.004 \pm 0.006$	$0.003 \pm 0.003$		
<i>Fe</i>	$1.125 \pm 0.041$	$0.495 \pm 0.018$	$0.416 \pm 0.019$	$0.074 \pm 0.011$	$0.014 \pm 0.005$	$-0.0001 \pm 0.003$	$+0.002 \pm 0.003$	
<i>Ag</i>	$1.615 \pm 0.060$	$0.360 \pm 0.021$	$0.456 \pm 0.023$	$0.144 \pm 0.017$	$0.031 \pm 0.009$	$0.007 \pm 0.005$	$0.002 \pm 0.004$	$0.001 \pm 0.003$
<i>J</i>	$1.436 \pm 0.056$	$0.396 \pm 0.021$	$0.474 \pm 0.023$	$0.087 \pm 0.015$	$0.035 \pm 0.009$	$0.007 \pm 0.005$	$0.0002 \pm 0.004$	
<i>Lu</i>	$1.662 \pm 0.044$	$0.370 \pm 0.015$	$0.425 \pm 0.016$	$0.156 \pm 0.012$	$0.032 \pm 0.006$	$0.014 \pm 0.004$	$0.003 \pm 0.003$	$0.0003 \pm 0.003$
<i>Pb</i>	$1.709 \pm 0.066$	$0.324 \pm 0.022$	$0.483 \pm 0.025$	$0.137 \pm 0.018$	$0.045 \pm 0.010$	$0.011 \pm 0.006$		

Пока же отметим более ранние эксперименты группы Каплана по измерению "множественности" (*multiplicity*) нейтронов - числа нейтронов на один акт захвата /174/.

В табл. 18, взятой из работы /174/, собраны обработанные с учетом эффективности регистрации данные по множественности нейтронов для большого числа ядер - от *Al* до *Pb*. - среднее число нейтронов;  $f_n$  - относительная вероятность испускания нейтронов на акт захвата:  $\sum_n f_n = 1$ .

Эти данные анализируются авторами в рамках статистической модели распада составного ядра с целью связать  $\langle n \rangle$  и функцию распределения  $f_n$  с функцией возбуждения ядра при  $\mu$ -захвате  $R(E^*)$  (спектром нейтрино) и средней энергией возбуждения  $E_{\nu}^*$ . Расчеты проводятся в рамках модели независимых частиц при различных формах импульсного распределения протонов в ядре: вырожденный ферми-газ, ферми-газ при конечной температуре, распределение Гаусса. Аналогичным вопросам испускания нейтронов при  $\mu$ -захвате посвящены также работы /2,175,176/. Параметры импульсных распределений подбираются для получения наилучшего согласия с экспериментом и точного воспроизведения  $\langle n \rangle$ .

Таблица 19

Расчет распределения числа нейтронов по модели ферми-газа ( $kT=12$  Мэв)-по данным работы /174/

Ядро мишени	Эффективная масса $M^*/M$	Относительная вероятность числа нейтронов $f_n$			
		$n=0$	$n=1$	$n=2$	$n=3$
<i>Al</i>	0.74	0.415	0.483	0.102	
<i>Si</i>	0.95	0.534	0.461	0.005	
<i>Ca</i>	1.39	0.593	0.407		
<i>Fe</i>	0.76	0.460	0.467	0.073	
<i>Ag</i>	0.49	0.337	0.464	0.180	0.019
<i>J</i>	0.50	0.375	0.473	0.146	0.005
<i>Au</i>	0.38	0.329	0.459	0.190	0.023
<i>Pb</i>	0.36	0.315	0.461	0.203	0.022

Одним из параметров такого рода является отношение эффективной массы нуклона в ядерном веществе  $M^*$  к массе свободного нуклона  $M$ .

В табл. 19 приведены типичные результаты анализа для одного из случаев - ферми -

Таблица 20

Распределение числа нейтронов на акт  $\mu$ -захвата для ядер  $^{174}\text{Ag}$   
по данным работы /174/:

- а) расчет по модели испарения;  
б) с учетом механизма прямого испускания нейтрона;  
в) с учетом механизма прямого испускания и механизма  
двунуклонного поглощения мюона.

Характер импульсного распределения нейтронов в ядре	Вариант расчета	Относительная вероятность числа нейтронов $F_n$				
		$n=0$	$n=1$	$n=2$	$n=3$	$n=4$
ферми-газ $\kappa T=0$	а	0.337	0.464	0.180	0.019	
	б	0.343	0.463	0.166	0.029	
	в	0.333	0.472	0.175	0.019	
ферми-газ $\kappa T=12$ Мэв	а	0.404	0.370	0.172	0.049	0.005
	б	0.409	0.377	0.151	0.054	0.009
	в	0.388	0.397	0.167	0.041	0.006
Распределение Гаусса $(F/2M)_{cp.} = 20$ Мэв	а	0.404	0.373	0.169	0.048	
	б	0.407	0.380	0.149	0.053	0.009
	в	0.387	0.400	0.166	0.041	0.006



газ при конечной температуре ( $\kappa T = 12$  Мэв). Данные, собранные в табл. 20, показывают на примере ядер  $Ag$  влияние механизма прямого испускания нейтронов и механизма поверхностно-двунуклонного поглощения. Расчет последнего проведен по Зингеру /177/ (см. § 10).

Общее заключение группы Каплана таково, что согласие теории с экспериментом не очень хорошее, хотя учет прямых процессов и приводит к его некоторому улучшению.

### § 10. Испускание заряженных частиц при поглощении $\mu$ -мезонов

#### ядрами

Основным каналом реакции  $\mu$ -захвата является испускание нейтронов. Согласно данным Морианага и Фрая /178/ по анализу звезд, образующихся при поглощении  $\mu$ -мезонов тяжелыми ядрами эмульсии  $Ag$  и  $Vc$ , лишь менее 3% актов захвата приводит к вылету заряженной частицы. При этом число однозарядных частиц (протонов, дейтронов, ядер трития), испущенных на один акт захвата, составляет 2,2%, число  $\alpha$ -частиц - 0,5%. Морианага и Фрай не имели возможности идентифицировать однозарядные частицы, относя все их к протонам. Спектры "протонов" и  $\alpha$ -частиц приведены на рис. 22 и 23. Средняя энергия заряженных частиц довольно велика - более 10 Мэв.

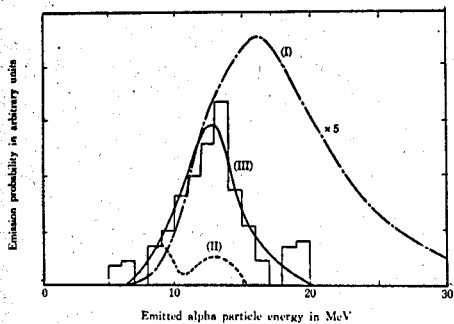


Рис. 22. Спектр  $\alpha$ -частиц при захвате  $\mu$ -мезонов в  $AgVc$ . Кривые I, II, III - расчет Ишии /179/ (см. текст); гистограмма - результат эксперимента /178/.

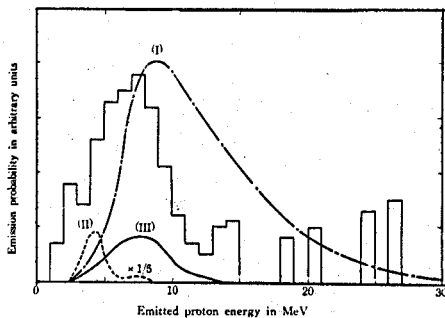


Рис. 23. То же, что на рис. 22 для протонов

Анализ данных, относящихся к выходу заряженных частиц, был выполнен в работе Ишии /179/. В этой работе вычислялся спектр испарения  $\alpha$ -частиц и протонов, испускаемых

при поглощении  $\mu$ -мезонов тяжелыми ядрами. Расчет выполнен при различных предположениях о распределении импульсов нуклонов в ядре:

а) распределение Чу-Гольдбергера /180/

$$F(\rho) = \frac{A}{(B + \rho^2)^2},$$

где  $A$  и  $B$  - постоянные;

б) распределение для ферми-газа с  $\kappa T = 0$ ;

в) распределение для ферми-газа с  $\kappa T = 9$  Мэв.

Результаты расчетов сведены в таблицу 2I.

Таблица 2I

Вероятность испускания заряженных частиц при захвате мюонов тяжелыми ядрами фотозумульсии /179/.

Расчет выполнен для трех случаев распределения протонов в ядре:

а) распределение Чу-Гольдбергера /180/;

б) ферми-газ ( $\kappa T = 0$ );

в) ферми-газ ( $\kappa T = 9$  Мэв).

	$\alpha$ -частицы	протоны
а	7,9%	2,3%
б	0,1%	0,02%
в	0,45%	0,23%
Эксперимент	0,5%	2,2%

Как видно из приведенных данных, в статистической модели нельзя одновременно согласовать данные о вылете протонов и  $\alpha$ -частиц. Известно, что распределение Чу и Гольдбергера оказалось непригодным и для объяснения других экспериментов /181/, тогда как ферми-распределение с  $\kappa T = 9$  Мэв обычно неплохо проходит при описании испускания  $\alpha$ -частиц. Тогда согласие получил, как видно из приведенного материала, и Ишии (вариант III). Однако в этом варианте очень велико расхождение теории с экспериментом в отношении выхода протонов. Это побудило Зингера /177/ рассмотреть дополнительный механизм испускания - прямое поглощение  $\mu$ -мезонов коррелированными парами нуклонов, что аналогично известному "квазидейтронному" механизму поглощения  $\gamma$ -квантов больших энергий /182/.

Согласно Зингеру /177/, вылет протонов происходит при поглощении  $\mu$ -мезонов парой протонов, находящихся в синглетном состоянии. В его расчетах не учитывается взаимодействие между нуклонами пары и остальными нуклонами ядра, захват происходит как бы на свободном ("квазисвободном") дейтроне. Расчет показывает, что механизм парного поглощения дает заметный вклад в полную вероятность захвата и им можно объяснить большой выход протонов.

Следует, однако, иметь в виду, что надежность такого расчета не исследована и, видимо, ее довольно трудно оценить. По ходу дела физически ясная идея двуноуклонного поглощения "обрастает" целым рядом дополнительных частных предположений. Здесь и вопросы локализации "квазидейтрона" в ядре (из соображений, связанных с зависимостью "длины зачехления" от плотности ядерного вещества, ясно, что существенна лишь периферическая область ядра; однако граница этой области выбирается на основании интуитивных соображений). Здесь и сведение вероятности захвата мюона "квазидейтроном" к вероятности захвата истинным дейтроном, расчет которого был проведен ранее /183,184,185/. Здесь и предположения о характере последующего движения в ядре нуклонов пары, и ряд других предположений, большинство из которых нельзя непосредственно проверить на опыте, а обосновать теоретически тоже очень трудно.

Недавно было отмечено /38/, что источником быстрых протонов в процессе  $\mu$ -захвата может быть своеобразный механизм поглощения  $\mu$ -мезона, обусловленный его взаимодействием с обменными токами в ядрах (см. I.70), возникающем как следствие сохранения векторного тока. Расчеты /38/, проведенные для ядер  $\text{Ca}^{40}$ ,  $\text{Ag}^{107}$  и  $\text{Pb}^{208}$  по модели ферми-газа, а также с помощью процедуры суммирования по всем состояниям остаточного ядра - типа "close approximation" показали, что вероятность такого процесса составляет около 1% от полной вероятности. Результаты приведены на рис. 24.

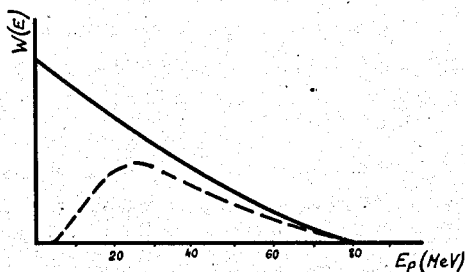


Рис. 24. Спектр протонов, обусловленных механизмом (I.70), - по данным работы /38/. Две кривые соответствуют разным вариантам расчета прохождения протона через поверхность ядра.

В следующей главе, в связи с обсуждением коллективного возбуждения ядер при  $\mu$ -захвате, будет рассмотрен еще один - резонансный - механизм испускания заряженных частиц.

Таблица 22

Относительный выход однозарядных частиц в звездах  
(по данным работы /186/)

	$C, N, O$	$A\beta Bz$	$C, N, O + A\beta Bz$
$P$	$0,44 \pm 0,15$	$0,86 \pm 0,06$	$0,79 \pm 0,06$
$d$	$0,56 \pm 0,15$	$0,14 \pm 0,06$	$0,21 \pm 0,06$

Недавно Вайсенберг, Колганова и Рабин /186/ провели подробный анализ звезд, образующихся при захвате мезонов ядрами эмульсии. В случае тяжелых ядер их результаты подтверждают данные Моринга и Фрая: относительная вероятность вылета хотя бы одной заряженной частицы здесь составляет 3%. В легких ядрах (углерод, кислород, азот) это значение возрастает до 15%, что существенно превышает цифру порядка 3%, полученную ранее Стенардом /187/ при регистрации звезд с помощью пропановой камеры.

Вайсенберг и др. /186/ приводят данные о среднем числе заряженных частиц в звезде: 2.10 для легких и 1.04 для тяжелых ядер, а также соотношение выхода протонов и дейтронов (см. табл. 22). Теоретического анализа этих результатов пока не проводилось. Кроме того, указанные авторы специально интересовались асимметрией углового распределения протонов относительно вектора поляризации  $\mu$ -мезона. Асимметрии не обнаружено.

Анализ многолучевых звезд, образующихся при поглощении  $\mu$ -мезонов, был проведен также в работе /188/.

§ I. Об аналогии между процессами  $\mu$ -захвата и фотоэффекта

Описанный в гл. IV механизм прямого испускания нейтронов в  $\mu$ -захвате аналогичен известному в ядерной физике механизму прямого фотоэффекта, когда фотон, взаимодействуя с одним из протонов или нейтронов ядра, передает ему всю энергию и переводит его непосредственно ("прямо") в непрерывный спектр. Идея прямого фотоэффекта была выдвинута в свое время как альтернатива механизму коллективного возбуждения ядра (и его последующего статистического распада) при поглощении  $\gamma$ -квантов - для объяснения большой доли быстрых частиц в спектре фотопротонов.

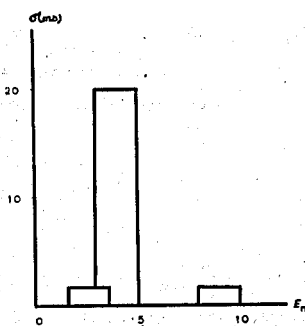


Рис. 25. Спектр фотонейтронов при распаде дипольного гигантского резонанса в  $\text{Ca}^{40}$  - по данным работы /140/.

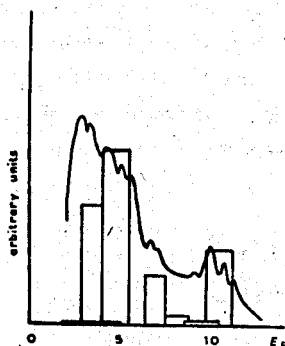


Рис. 26. То же, что рис. 25, - для протонов.

Впоследствии оказалось, что теория прямого фотоэффекта дает резко заниженные по сравнению с экспериментом значения вероятности фотопоглощения. Использование оптической модели для построения волновых функций нуклона в конечном состоянии ( см., например, /189/) не устранило этого недостатка.

В то же время было установлено /140/, что распад составного ядра приводит не только к испусканию медленных, но и быстрых - с энергией до 10 Мэв - протонов и нейтронов. Этот результат, полученный в рамках "частично-дырочного" подхода к описанию дипольных возбуждений ядер, заставляет пересмотреть традиционный критерий отбора "прямых" нуклонов в спектре фотопродуктов. На рис. 25 и 26 приведены спектры фотопротонов и фотонейтронов,

взяты из работы /140/. (Модельные параметры, положенные в основу этого, довольно старого расчета, были выбраны условно; он не годится для детального сравнения с экспериментом. Для этой цели можно воспользоваться более поздними расчетами). Протоны и нейтроны с энергией выше 5 Мэв соответствует распаду уровней составного ядра на низколежащие "дырочные" уровни остаточного ядра; мягкая часть спектра обусловлена тем же самым механизмом, но соответствует переходам на возбужденные состояния конечного ядра.

Существенную роль в формировании всей картины фоторасщепления ядра играют не учитываемые одночастичной моделью корреляции между нуклонами в ядре, которыми пренебрегают, в частности, и в теории прямого фотоэффекта. Они приводят к когерентному возбуждению различных степеней свободы ядра, соответствующих отдельным "частично-дырочным" конфигурациям: возникает коллективное возбужденное состояние ядра - "гигантский резонанс", которое может распадаться по многим каналам.

Задачи фоторасщепления и  $\mu$ -захвата очень близки по своей основе. В обоих случаях речь идет о расщеплении ядра внешним полем, эффект которого можно рассчитать по теории возмущений. Практически дело сводится к общей, в принципе, проблеме построения волновых функций ядра в конечном состоянии.

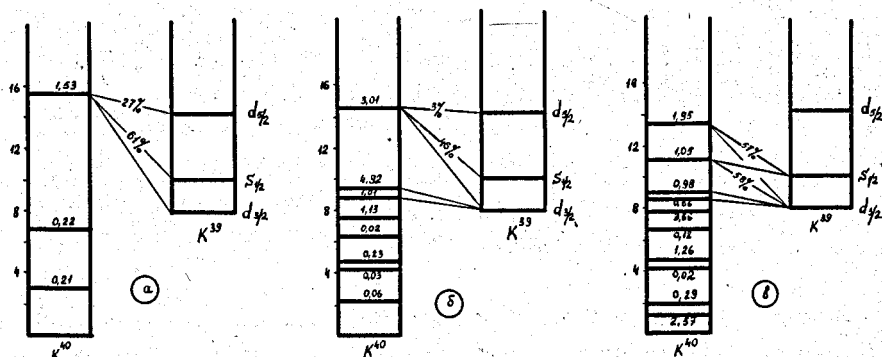


Рис. 27. Схема переходов первого порядка запрета при захвате  $\mu$ -мезонов ядрами  $\text{Ca}^{40}$  - из работы /60/; а)  $O^+ \rightarrow O^-$ ; б)  $O^+ \rightarrow I^-$ ; в)  $O^+ \rightarrow 2^-$ .

Правда, в задаче  $\mu$ -захвата имеются свои сложности, связанные с большим, чем в случае фотоэффекта, значением импульса, передаваемого ядру. Но эта особенность не может свести на нет столь существенный в задаче фоторасщепления эффект коллективного возбуждения ядра.

§ 2. Коллективное возбуждение ядра при  $\mu$ -захвате. Резонансный механизм испускания нейтронов

Теория коллективного возбуждения ядра при  $\mu$ -захвате /167,169/ строится в полной аналогии с теорией фотоэффекта. Простые "частично-дырочные" возбуждения определенной мультипольности, когерентно складываясь друг с другом, образуют коллективное состояние ядра - гигантский резонанс - возбуждаемое в переходах соответствующего порядка запрета.

Рассмотрим захват  $\mu$ -мезона четно-четным ядром. Аналогом дипольного гигантского резонанса в этом случае является коллективное возбуждение с  $J = 1^-$  в конечном нечетно-нечетном ядре; ему отвечает переход первого порядка запрета. Тому же порядку запрета соответствуют коллективные возбуждения с  $J = 0^-$  и  $J = 2^-$ , являющиеся аналогами гигантских резонансов спиново-волнового возбуждения в исходном четно-четном ядре /190-192/.

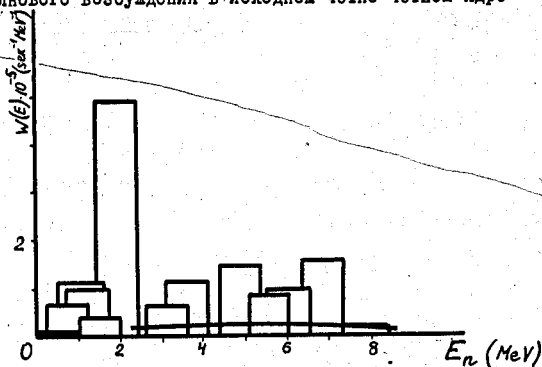


Рис.28.Резонансный механизм испускания нейтронов при  $\mu$ -захвате - спектр нейтронов из  $Ca^{40}$ , соответствующих переходам первого порядка запрета /60/.

Первые количественные оценки резонансного механизма испускания нейтронов при  $\mu$ -захвате были сделаны в работах /167-169/ на примере дважды магических ядер  $Ca^{40}$  и  $O^{16}$ . В этом случае переходы первого порядка запрета дают основной вклад в полную вероятность  $\mu$ -захвата (см. подробнее гл.VI); поэтому здесь ситуация особенно близка к задаче фотоэффекта.

На рис.27 и 28 показана схема переходов первого запрета при захвате  $\mu$ -мезонов ядром  $Ca^{40}$  и рассчитанный в соответствии с этой схемой результирующий спектр нейтронов. Для сравнения показан вклад прямого механизма испускания нейтронов, рассчитанный в рамках оптической модели /163/. Даже при очень больших отсечках спектра регистрируемых нейтронов (выше 5-7 Мэв) резонансный механизм испускания нейтронов является основным. Аналогичный результат получен и при расчете  $\mu$ -захвата в кислороде /169/ ( см. рис. 29 и 30).

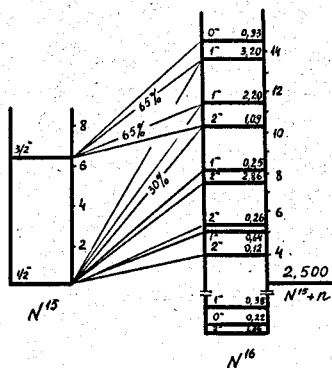


Рис. 29. То же, что на рис. 27, для  $^{15}\text{O}$ .

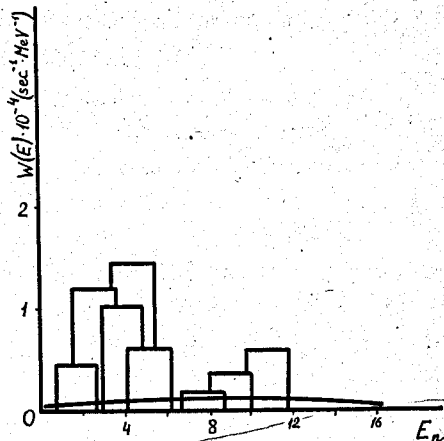


Рис. 30. То же, что на рис. 28, для  $^{16}\text{O}$ .

Дальнейшие расчеты спектра нейтронов при резонансном возбуждении ядра в процессе  $\mu$ -захвата были проведены Кюбераллем /193-195/ (см. рис. 31 и 32).

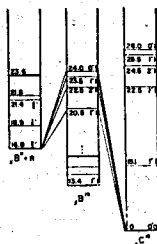


Рис. 31. Схема основных переходов первого порядка запрета при захвате  $\mu$ -мезонов углеродом /193/.

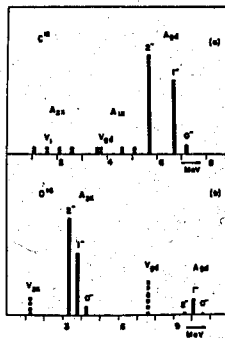


Рис. 32. Спектр нейтронов при захвате  $\mu$ -мезонов углеродом и кислородом /193/.

### § 3. Об экспериментальном изучении резонансного механизма

#### ИСПУСКАНИЯ НЕЙТРОНОВ

Наиболее резкие расхождения теории прямого испускания и теории резонансного ис-



пускания нейтронов при  $\mu$ -захвате касаются интенсивности выхода в интервале 3-10 Мэв. Поэтому изучение нейтронных спектров позволило бы получить прямой ответ на вопрос о механизме нейтронной эмиссии. В настоящее время имеются лишь предварительные данные такого рода /173/, которые можно рассматривать только как качественное подтверждение преобладающей роли резонансного механизма. Эксперименты в этом направлении следует продолжать. Однако, вместе с тем, надо обратить внимание на ряд следствий идеи о возбуждении гигантских резонансов при захвате  $\mu$ -мезонов, которые могут быть подвергнуты экспериментальной проверке.

а). Структура и тонкая структура нейтронных спектров. Ширины квазистационарных состояний, вносящих основной вклад в гигантский резонанс при  $\mu$ -захвате, невелики: в районе  $\text{Ca}^{40}$  - порядка 1-2 Мэв. При распаде гигантского резонанса возникают группы нейтронов, соответствующие различным "дырочным" уровням остаточного ядра. Структуру нейтронного спектра можно видеть уже на примере первых расчетов (рис. 28 и 30). Однако уровни "частично-дырочного" возбуждения образуют лишь каркас гигантского резонанса. В действительности возбуждения ядра передаются и на другие, более сложные степени свободы ядра, что соответствует "размазыванию" гигантского резонанса по состояниям типа две частицы - две дырки и т.д. Возникает "тонкая структура" возбуждения ядра и соответствующая ей "тонкая структура" энергетических спектров продуктов распада. Ширина линий тонкой структуры нейтронных спектров в  $\mu$ -захвате, как можно судить по данным о фотоэффекте и другим реакциям, должна составлять несколько сотен кэв.

б). Характеристики жесткого  $\gamma$ -излучения, сопровождающего  $\mu$ -захват. Убералль обратил внимание /194/ на одно интересное следствие возбуждения гигантского резонанса в  $\mu$ -захвате. Уровни коллективного возбуждения ядра, образующиеся при поглощении  $\mu$ -мезона, имеют довольно большие радиационные ширины, соответствующие переходу ядра в низшие состояния. Им были проведены оценки для случая захвата мюонов ядрами  $\text{C}^{12}$ . По этим оценкам, в среднем один раз на 4 000 актов захвата возбужденное ядро  $\text{B}^{12}$  испускает  $\gamma$ -квант с характерной энергией в районе 7 Мэв.

в). Резонансная структура спектров протонов. Образование промежуточных квазистационарных состояний ядра при захвате  $\mu$ -мезона приводит к сильной связи нейтронных и протонных каналов распада. Поэтому следует ожидать эффекта, который практически полностью запрещен в теории прямого захвата: энергия возбуждения ядра может передаваться не нейтрону, а протону, т.е. может идти реакция  $A(\mu, \nu p)B$ , без вылета нейтрона. Как и в описанной выше теории Зингера /176/ ( см. гл. IV, § 10), передача возбуждения протону, который не участвовал непосредственно в акте поглощения мюона, может быть следствием корреляций между нуклонами. Особенностью предлагаемого механизма является, то, что, в отличие от механизма Зингера, он должен привести к возникновению резонансной структуры энергетического

спектра протонов. Относительный вклад рассматриваемого процесса в полную вероятность  $\mu$ -захвата определяется, прежде всего, соотношением протонных и нейтронных ширин уровней гигантского резонанса, возбуждаемых при захвате мезона.

Рассмотрим для примера захват мюона ядром  $\text{Ca}^{40}$ . Пороги нейтронного и протонного развала ядра  $\text{K}^{40}$  примерно равны - 9,2 Мэв и 9,0 Мэв. Однако ядро  $\text{A}^{39}$ , соответствующее его протонному развалу, имеет довольно сложную оболочечную структуру - типа две "дырки" плюс одна частица. Ранее в работах /196-197/ был рассмотрен своеобразный механизм "стригивания" нуклона в фотоядерных реакциях, приводящий к распаду состояний типа "частица - дырка" на состояния типа "две дырки - одна частица". Приведенные нуклонные ширины, соответствующие таким каналам распада, оказываются часто сравнимыми с приведенными ширинами, отвечающими обычным каналам распада - на "дырочные" уровни остаточного ядра. Однако, количественная оценка "стригивания" довольно сложна и проведена в настоящее время только для некоторых фотоядерных реакций.

#### § 4. Об асимметрии углового распределения быстрых нейтронов

Вопросы механизма нейтронной эмиссии при  $\mu$ -захвате заслуживают особого внимания в связи с удивительными результатами, полученными при интерпретации опытов по изучению углового распределения быстрых нейтронов ( см. соотношения (4.48) ).

Причины очень большой асимметрии углового распределения быстрых нейтронов остаются неясными до сих пор. Однако уже имеющиеся экспериментальные и теоретические результаты заставляют усомниться в правильности ряда общих положений, на которых была построена интерпретация данных по асимметрии и которые привели, в конечном счете, к соотношениям (4.48). В этом ряду основным является положение о факторизации коэффициента асимметрии  $\alpha$  на множители, один из которых зависит только от констант, другой - только от ядерных матричных элементов и от энергии. Это положение является следствием очень жестких предположений о прямом механизме испускания нейтронов, роль которого весьма ограничена. Поэтому естественно попытки найти какие-то более основательные аргументы в пользу положения о факторизации коэффициента асимметрии. В этой связи привлекает внимание расчет асимметрии нейтронов, выполненный Примаковым /3/ с помощью процедуры типа "правил сумм" ( *слова approximation* ), которая будет подробно разобрана в главе VI.

Расчет Примакова относится непосредственно к интегральной асимметрии ядер отдачи при захвате  $\mu$ -мезона



соответствующей всем возможным состояниям ядра В - как связанным, так и в непрерывном спектре. Если далее пренебречь переходами в связанные состояния и считать, что при возбуждении ядра отдачи В в область непрерывного спектра весь импульс отдачи уносится нейтроном, то в рамках *closure approximation* легко получить выражение для интегрального коэффициента асимметрии нейтронов

$$\alpha = \frac{G_Y^2 - 2G_A^2 + (G_A - G_P)^2}{G_Y^2 + 2G_A^2 + (G_A - G_P)^2}, \quad (5.2)$$

которое совпадает с (4.40).

Однако применение этого простого выражения к объяснению асимметрии вылета быстрых нейтронов затруднено по следующим причинам:

а) Формула Примакова (5.2) относится (даже если пренебречь переходами в связанные состояния) к интегральной асимметрии нейтронов по всему энергетическому спектру, и применять ее к отдельным участкам спектра нет оснований.

б) Формула Примакова фактически относится к интегральной асимметрии "прямых" нейтронов, описывая только те процессы, когда нейтрон, возникший при поглощении  $\mu$ -мезона протоном, "не успевает" передать ни энергию, ни импульс остающемуся ядру. Поэтому ее применение снова наталкивается на проблему извлечения "прямых" нейтронов из всего нейтронного спектра.

в) Когда формула (5.2) применяется к описанию асимметрии "прямых" нейтронов, неявно делается очень сильное предположение о том, что подавление матричных элементов прямых переходов за счет образования составного ядра, а также возникающие при этом изменения фазовых соотношений между ними - одинаковы для всех одночастичных переходов. Такое предположение ниоткуда не следует. Если отказаться от него, факторизация коэффициента асимметрии может возникнуть только случайно.

По-видимому, для объяснения большой асимметрии быстрых нейтронов необходимо выйти за рамки принятых представлений о механизме испускания быстрых нейтронов. Опыт изучения фотоядерных реакций и реакций поглощения  $\mu$ -мезонов показывает, что здесь может оказаться существенным механизм двуноуклонного поглощения - за счет короткодействующих корреляций между нуклонами. Правда, как показывает расчет /184/, асимметрия вылета нейтронов при захвате  $\mu$ -мезонов свободными дейтронами невелика. Интересно оценить, что дает поглощение  $\mu$ -мезона парой протонов, находящихся в синглетном состоянии. Конечно, в этих и подобных оценках важно сохранить "скоростные члены" - поскольку речь идет о довольно больших скоростях нуклонов \*):

\* ) Учет "скоростных членов" при расчете коэффициента асимметрии в рамках одночастичной модели провели Вольфенштейн с сотрудниками /202/. Коэффициент  $\alpha$  существенно уменьшился по сравнению с расчетом Примакова: от -0,4 до -0,1.

Некоторую надежду на понимание большой асимметрии нейтронов в  $\mu$ -захвате дает проведенное в работе /198/ рассмотрение асимметрии вылета быстрых нейтронов при фоторасщеплении ядра. Ее источником является установленная в /198/ упорядоченная интерференция волн противоположной четности в районе гигантских резонансов соответствующих мультипольных возбуждений. Общие черты такой интерференции сохраняются и в случае расщепления ядра при  $\mu$ -захвате. Однако для проведения конкретных расчетов в настоящее время не хватает данных об "эффективных зарядах" одночастичных переходов в  $\mu$ -захвате, наводимых связью нуклона с соответствующими коллективными возбуждениями "остова".

# VI. ПОЛНАЯ ВЕРОЯТНОСТЬ ЗАХВАТА

## § I. Физические основания "формулы Примакова"

В своей работе /3/ Примаков исходит из эффективного гамильтониана  $H'$  в форме (I.63), опуская в нем последние два слагаемых \*) ("скоростные члены"). Соответственно полная вероятность захвата, рассчитываемая с помощью (I.66), записывается в виде:

$$W(a) = \sum_f W(a \rightarrow b) = Z^3 \frac{\alpha^3}{2\pi^2} m_\mu^5 \sum_f (\eta_{ba})^2 \int \frac{d\vec{v}}{4\pi} \cdot \left\{ G_V^2 \left| \langle b | \sum_i \tau_i^{(1)} \exp(-i\vec{q}_{ab} \vec{r}_i) \varphi(\tau_i) | a \rangle \right|^2 + G_A^2 \left| \langle b | \sum_i \tau_i^{(1)} \exp(-i\vec{q}_{ab} \vec{r}_i) \varphi(\tau_i) \vec{\sigma}_i | a \rangle \right|^2 + (G_P^2 - 2G_A G_P) \left| \langle b | \sum_i \tau_i^{(1)} \exp(-i\vec{q}_{ab} \vec{r}_i) \varphi(\tau_i) \vec{\sigma}_i \vec{v} | a \rangle \right|^2 \right\}, \quad (6.1)$$

где с точностью до членов порядка  $m_\mu/AM$

$$(\eta_{ba})^2 = (q_{ba}/m_\mu)^2. \quad (6.2)$$

Основное приближение Примакова ("slowly approximation") состоит в вынесении из-под знака суммы в (6.1) среднего значения величины  $(\eta_{ba})^2$  (обозначим его  $\langle \eta \rangle_a^2$ ) с соответствующей заменой в матричных элементах

$$\exp(-i\vec{q}_{ab} \vec{r}_i) \longrightarrow \exp(-i\langle q \rangle_a \vec{v} \vec{r}_i). \quad (6.3)$$

После этого, используя теорему полноты  $\sum_b |b\rangle \langle b| = 1$ , разбивая двойную сумму  $\sum_{i,j} = \sum_i + \sum_{i \neq j} \equiv \sum_i + \sum'_{i,j}$  и замечая, что

$$\langle a | \sum_i \frac{1 + \tau_i^{(3)}}{2} | a \rangle = Z,$$

легко провести в (6.1) интегрирование по  $d\vec{v}$ :

\*) Соответствующие поправки к формулам Примакова были рассчитаны в работах /199-202/.

$$W(a) = Z^4 \langle \rho_a^2 \frac{a^3}{2\pi^2} m_\mu^2 (G_v^2 + 3G_{G-r}^2) \cdot$$

$$\cdot \left\{ \frac{\langle a/\xi \frac{1+\xi_i^{12}}{2} |\varphi(\tau_i)|^2/a \rangle}{\langle a/\xi \frac{1+\xi_i^{12}}{2} /a \rangle} + \right. \\ \left. + \frac{\langle a/\xi' \frac{1}{4} (\vec{\xi}_i \vec{\xi}_j - \xi_i^{(12)} \xi_j^{(12)}) (G_v^2 + G_{G-r}^2 \vec{\xi}_i \vec{\xi}_j) \frac{\sin(\langle \rho_a \tau_{ij} \rangle)}{\langle \rho_a \tau_{ij} \rangle} \varphi^*(\tau_i) \varphi(\tau_j) /a \rangle}{Z(G_v^2 + 3G_{G-r}^2)} \right\}. \quad (6.4)$$

При получении (6.4) учтено, что, разлагая  $\exp\{i\langle \rho_a \vec{v}(\vec{\xi}_i - \vec{\xi}_j) \rangle\} \equiv \exp\{i\langle \rho_a \vec{v} \tau_{ij} \rangle\}$  в ряд по сферическим гармоникам, можно с хорошей точностью ограничиться первым членом (что безусловно справедливо в случаях  $J = 0$  или  $J = 1/2$ ).

Первое слагаемое в фигурных скобках приводит к величине  $Z_{\text{эфф}}$ :

$$Z_{\text{эфф}}^4 = Z^4 \frac{\langle a/\xi \frac{1+\xi_i^{12}}{2} |\varphi(\tau_i)|^2/a \rangle}{\langle a/\xi \frac{1+\xi_i^{12}}{2} /a \rangle}. \quad (6.5)$$

Теперь рассмотрим второе, корреляционное слагаемое в (6.4). Стоящий в числителе этого выражения матричный элемент разобьем на сумму двух членов, соответствующих пространственно симметричным и антисимметричным парам нуклонов:

$$\langle a/\xi'_{ij} \left\{ \frac{1}{4} (\vec{\xi}_i \vec{\xi}_j - \xi_i^{(12)} \xi_j^{(12)}) (G_v^2 + G_{G-r}^2 \vec{\xi}_i \vec{\xi}_j) \frac{1 \pm P_{ij}}{2} \right\} /a \rangle \cdot \\ \cdot \iint \frac{\sin(\langle \rho_a |\vec{z} - \vec{z}'| \rangle)}{\langle \rho_a |\vec{z} - \vec{z}'| \rangle} \varphi^*(z) \varphi(z') F_a^{(2)}(\vec{z}, \vec{z}') d\vec{z} d\vec{z}'. \quad (6.6)$$

Первый множитель в выражении (6.6) легко вычисляется. Интегральный множитель зависит от выбора явного вида корреляционной функции  $F_a^{(2)}$ :

$$F_a^{(2)}(\vec{z}, \vec{z}') \equiv \frac{\langle a/\xi'_{ij} \left\{ \frac{1}{4} (\vec{\xi}_i \vec{\xi}_j - \xi_i^{(12)} \xi_j^{(12)}) (G_v^2 + G_{G-r}^2 \vec{\xi}_i \vec{\xi}_j) \right\} \delta(\vec{z} - \vec{z}_i) \delta(\vec{z}' - \vec{z}_j) \frac{1 \pm P_{ij}}{2} /a \rangle}{\langle a/\xi'_{ij} \left\{ \frac{1}{4} (\vec{\xi}_i \vec{\xi}_j - \xi_i^{(12)} \xi_j^{(12)}) (G_v^2 + G_{G-r}^2 \vec{\xi}_i \vec{\xi}_j) \right\} \frac{1 \pm P_{ij}}{2} /a \rangle}. \quad (6.7)$$

Примаков выбирает  $F_a^{(2)}$  в виде:

$$F_a^{(2)}(\vec{z}, \vec{z}') = G_a^{(2)} D_a(z) D_a(z') \left\{ 1 \pm \frac{1}{\rho_a} (|\vec{z} - \vec{z}'|) \right\}, \quad (6.8)$$

где

$$f_a(|\vec{z} - \vec{z}'|) = \begin{cases} 1, & \text{если } |\vec{z} - \vec{z}'| \leq d; \\ 0, & \text{если } |\vec{z} - \vec{z}'| > d; \end{cases} \quad (6.9)$$

$$D_a(z) = \begin{cases} 1/4\pi z_0^3 A, & \text{если } z \leq z_0 A^{1/3}; \\ 0, & \text{если } z > z_0 A^{1/3}; \end{cases} \quad (6.10)$$

(коэффициент  $C_a^{(2)}$  определяется нормировкой  $F_a^{(2)}$ ).

Возвращаясь снова к соотношению (6.4), с учетом (6.5)-(6.10) получаем "формулу Примакова" [3]:

$$W(a) \cong Z_{\text{эфф}}^4 \langle \eta \rangle_a^2 W(H'_1) \left\{ 1 - \frac{A-z}{2A} \delta_a \right\}. \quad (6.11)$$

Эта формула вычислена с точностью до членов порядка  $1/Z$ ;  $W(H'_1)$  - вероятность захвата  $\mu$ -мезона протоном - возникает из комбинации эффективных констант; при  $d \ll z_0 A^{1/3}$  параметр  $\delta_a$  дается выражением:

$$\delta_a \cong \frac{4\pi}{3} z_0^3 \int_0^d \frac{\sin(\langle \eta \rangle_a z)}{\langle \eta \rangle_a z} f_a(z) d\vec{z}. \quad (6.12)$$

Нетрудно рассчитать первые члены ряда, представляющего разложение  $\delta_a$  по степеням  $d/z_0$ :

$$\delta_a \cong \left(\frac{d}{z_0}\right)^3 \left\{ 1 - \frac{1}{10} (\langle \eta \rangle_a z_0)^2 \left(\frac{d}{z_0}\right)^2 + \dots \right\}. \quad (6.13)$$

Полагая  $\langle \eta \rangle_a = 0,75 m_\mu$  и  $z_0 = 1,25 f$ , получим

$$\delta_a \cong \left(\frac{d}{z_0}\right)^3 \left\{ 1 - 0,024 \left(\frac{d}{z_0}\right)^2 + \dots \right\}. \quad (6.14)$$

Положив  $d/z_0 = 1,47$ , Примаков получает  $\delta_a = 3,0$ , что очень близко к оптимальному эмпирическому значению  $\delta = 3,13$ , которое совместно с  $\langle \eta \rangle_a = 0,75 - 0,80$  приводит, как было показано в гл. IV, к хорошему согласию с экспериментом (см. рис. 16).

Мы видели, что при выводе формулы Примакова были сделаны самые различные предположения. Многие из них, взятые по отдельности, кажутся вполне естественными, однако очень трудно представить себе обусловленный ими суммарный эффект. В связи с этим и сложилось отношение к формуле Примакова как к удачно найденной полуэмпирической формуле. Что же касается положенных в ее основу концепций, они вызвали большие возражения.

При анализе метода Примакова наибольшее внимание всегда привлекает его главное, исходное положение - усреднение входящих в вероятности парциальных переходов значений энергии нейтрино - „*slowly approximation*”. Действительно, здесь много неясного. Во-первых, можно ли предполагать какую-то группировку переходов при  $\mu$ -захвате в узкой области энергии возбуждения остаточного ядра? Во-вторых, даже если такая группировка по каким-то причинам и имеет место, то от выбора энергетического положения этой группы очень сильно ( по формуле Примакова - как  $\langle \tau \rangle_a^2$  ) зависит полная вероятность. Используемый Примаковым метод - метод типа "правил сумм" - не дает возможности ответить на эти вопросы. Здесь необходимо более детальное рассмотрение свойств ядер. В этом могут помочь ядерные модели.

## § 2. Расчет полной вероятности в одночастичной оболочечной модели,

Лийтен, Руд и Толхук рассмотрели эти вопросы в рамках простейшей - одночастичной оболочечной модели /35,203/. Несмотря на все недостатки такого подхода, он оказался очень полезным для уяснения фактических трудностей теории и качественного понимания ряда закономерностей, которые прежде выпадали из поля зрения.

Как видно из табл. 23 и 24, из работы /203/, преобладающая часть полной вероятности захвата падает на переходы первого порядка запрета \*), причем этот результат не меняется при использовании самых различных форм оболочечного потенциала - гармонический осциллятор, бесконечная прямоугольная яма, яма конечной глубины. Этот результат влечет за собой ряд важных следствий.

Во-первых, уже в одночастичной модели мы имеем дело с эффектом группировки наиболее интенсивных переходов по энергии возбуждения остаточного ядра.

Во-вторых, поскольку разрешенные переходы существенно ослаблены по сравнению с однократно запрещенными, зависимость полной вероятности захвата от средней энергии нейтрино носит характер не  $\langle \eta \rangle_a^2$ , а приближается к  $\langle \eta \rangle_a^4$ , как это свойственно переходам первого запрета. Это еще более повышает требования к правильному выбору значений  $\langle \eta \rangle_a$ .

Что касается окончательных результатов Лийтена, Руда и Толхука /56/, то они оказались неутешительными - теоретические значения полной вероятности захвата превысили измененные на опыте примерно вдвое ( см. табл. 25).

\*) Разрешенные переходы идут в большинстве случаев с изменением главного квантового числа нуклона, т.е. обусловлены исключительно эффектами "запаздывания":

$$\langle n' l' | j_0(\eta r) | n l \rangle = \langle n l | 1 - \frac{1}{6}(\eta r)^2 + \dots | n l \rangle = \delta_{nn'} - \frac{1}{6} \eta^2 \langle n l | r^2 | n l \rangle + \dots$$



Таблица 23

Расчет матричных элементов одночастичных переходов при захвате мюонов  
кислородом  $^{203}\text{O}$ :

$\Delta E$  - энергия перехода;  $|M|^2$  - квадрат матричного элемента.

Тип перехода $n_i l_i \rightarrow n_f l_f$	Порядок запрета	Гармонический осциллятор: $\tau_0 = 1.8 \text{ ф}$		Бесконечная прямоугольная яма: $R = 4.55 \text{ ф}$		Яма конечной глубины: $R = 3.73$ , $V_0 = 52 \text{ МэВ}$	
		$\Delta E$	$ M ^2$	$\Delta E$	$ M ^2$	$\Delta E$	$ M ^2$
$1s \rightarrow 2s$	0	25.5	0.010	29.6	0.007	23.7	0.009
$1s \rightarrow 1d$	2	25.5	0.021	23.5	0.030	21.7	0.027
$1p \rightarrow 2s$	1	12.7	0.174	19.4	0.095	11.7	0.140
$1p \rightarrow 2p$	0	25.5	0.042	39.8	0.009	21.9	0.044
$1p \rightarrow 2p$	2	25.5	0.013	39.8	0.003	21.9	0.011
$1p \rightarrow 1d$	1	12.7	1.107	13.3	1.048	9.7	1.159
$1p \rightarrow 1d$	3	12.7	0.010	13.3	0.006	9.7	0.010
$1p \rightarrow 2d$	1	38.2	0.004	62.7	0.004	27.7	0.004
$1p \rightarrow 1f$	2	25.5	0.082	29.1	0.056	23.1	0.080
$\sum  M ^2$		1.463		1.258		1.484	

Таблица 24

Расчет матричных элементов одночастичных переходов при захвате мюонов  
ядром  $\text{Ca}^{40} / 203/$ :

$\Delta E$  - энергия перехода;  $|M|^2$  - квадрат матричного элемента.

Тип перехода	Порядок запрета	Гармонический осциллятор : $\tau_0 = 2.03 \text{ ф.}$		Бесконечная прямоугольная яма : $R = 5.62 \text{ ф.}$		Яма конечной глубины : $R = 4.92 \text{ ф.}; V_0 = 52 \text{ Мэв.}$	
		$\Delta E$	$ M ^2$	$\Delta E$	$ M ^2$	$\Delta E$	$ M ^2$
$n_i l_i \rightarrow n_f l_f$							
$2s \rightarrow 3s$	0	20.1	0.063	32.4	0.017	17.9	0.011
$2s \rightarrow 2p$	1	10.1	0.437	13.2	0.426	4.0	0.445
$2s \rightarrow 2d$	2	20.1	0.065	28.4	0.034	14.4	0.062
$2s \rightarrow 1f$	3	10.1	0.039	6.1	0.033	0.5	0.037
$1p \rightarrow 2p$	0	20.1	0.095	25.9	0.067	16.2	0.099
$1p \rightarrow 2p$	2	20.1	0.023	25.9	0.017	16.2	0.021
$1p \rightarrow 2d$	1	30.2	0.015	41.0	0.006	26.6	0.004
$1p \rightarrow 1f$	2	20.1	0.167	18.8	0.271	12.7	0.234
$1d \rightarrow 2p$	1	10.1	0.225	17.4	0.114	7.0	0.132
$1d \rightarrow 2d$	0	20.1	0.187	32.5	0.060	17.4	0.136
$1d \rightarrow 1f$	1	10.1	2.226	10.2	2.470	3.5	2.360
$1d \rightarrow 1f$	3	10.1	0.049	10.2	0.053	3.5	0.051
$1d \rightarrow 2f$	1	30.2	0.022	49.4	0.016	25.0	0.012
$1d \rightarrow 1g$	2	20.1	0.382	22.1	0.396	14.8	0.393
$\sum  M ^2$			4.093		4.047		4.077

Таблица 25

Полная вероятность  $\mu$ -захвата в ядрах  $O^{16}$  и  $Ca^{40}$ .

1 - расчет по одночастичной модели с ямой конечной глубины /35/

2 - эксперимент.

Ядро	1	2
$O^{16}$	$1.89 \cdot 10^5$	$(0.98 \pm 0.05) \cdot 10^{5/225/}$
$Ca^{40}$	$47.0 \cdot 10^5$	$(25.5 \pm 0.5) \cdot 10^{5/56/}$

Расчет указанных авторов относится только к легким и средним ядрам ( $A \leq 54$ ). С увеличением массового числа возрастает относительный вклад переходов более высокого порядка запрета по сравнению с разрешенными и однократно запрещенными. Эта тенденция видна уже из данных, приведенных в табл. 23 и 24; она сказалась на результатах расчетов Любкина (соотн. 4.45) и особенно ярко проявилась в недавних расчетах Бунатяна /204/.

### § 3. Связь полной вероятности $\mu$ -захвата с сечением фоторасщепления ядра. Работа Фолди и Валецка

Глубокая аналогия между резонансным механизмом возбуждения ядер при  $\mu$ -захвате и гигантским резонансом фотопоглощения была особенно хорошо показана в работе Фолди и Валецка /205/, которые установили количественную связь между вероятностями этих двух процессов.

Будем исходить из общего выражения (I.66) для вероятности парциального перехода ( $\alpha \rightarrow \beta$ ) в  $\mu$ -захвате:

$$W(\alpha \rightarrow \beta) = \frac{g_{\alpha\beta}^2}{2\pi} \int \frac{d\vec{v}}{4\pi} \{ G_V^2 |\int \mathbf{1}|^2 + G_A^2 |\int \vec{\sigma}|^2 + (G_P^2 - 2G_P G_A) |\int \vec{\sigma}|^2 + W'(\alpha \rightarrow \beta) \}. \quad (6.15)$$

Ядерные матричные элементы  $\int \mathbf{1}$  и  $\int \vec{\sigma}$  даны соотношениями (I.67).  $W'$  содержит

поправки, не сводимые к комбинациям эффективных констант  $G$  -порядка  $\rho/M$  и  $\alpha Z$ .  
 Следуя Фолди и Валецка, выразим полную вероятность захвата  $W$  через  
 безразмерные величины  $M_V^2$ ,  $M_A^2$  и  $M_P^2$ :  $W = \int W(a \rightarrow b) = W^{(0)} + W'$ , где

$$W^{(0)} = \frac{m_\mu^2}{2\pi} |\overline{\psi}|^2 \{ G_V^2 M_V^2 + 3G_A^2 M_A^2 + (G_P^2 - 2G_P G_A) M_P^2 \}, \quad (6.16)$$

$$M_V^2 = \sum_b \left( \frac{q_{ab}}{m_\mu} \right)^2 \int \frac{d\vec{v}}{4\pi} \left| \langle b | \sum_{i=1}^A \vec{\tau}_i \exp(-i\vec{q}_{ab} \vec{\tau}_i) | a \rangle \right|^2, \quad (6.17a)$$

$$M_A^2 = \frac{1}{3} \sum_b \left( \frac{q_{ab}}{m_\mu} \right)^2 \int \frac{d\vec{v}}{4\pi} \left| \langle b | \sum_{i=1}^A \vec{\tau}_i \vec{v} \cdot \vec{\tau}_i \exp(-i\vec{q}_{ab} \vec{\tau}_i) | a \rangle \right|^2, \quad (6.17b)$$

$$M_P^2 = \sum_b \left( \frac{q_{ab}}{m_\mu} \right)^2 \int \frac{d\vec{v}}{4\pi} \left| \langle b | \sum_{i=1}^A \vec{\tau}_i \vec{v} \cdot \vec{\tau}_i \exp(-i\vec{q}_{ab} \vec{\tau}_i) | a \rangle \right|^2. \quad (6.17в)$$

В формулах (6.16 - 6.17) мы опустили усреднение по ориентациям спина начального ядра, имея в виду, что все приложения излагаемого формализма относятся к четно-четным самоспряженным ядрам с  $N = Z$  (см. подробно ниже). Такая конкретизация задачи сразу дает изотопические характеристики переходов:

$$T_a = T_a^{(3)} = 0; \quad T_b = 1; \quad T_b^{(3)} = -1. \quad (6.18)$$

Вводя оператор полного изотопического спина

$$\vec{T} = \sum_{i=1}^A \vec{\tau}_i \quad (6.19)$$

и используя очевидные перестановочные соотношения

$$[T^{(z)}, \tau_i^{(3)}] = \mp 2\tau_i^{(z)}, \quad (6.20)$$

преобразуем сумму  $M_V^2$ :

$$M_V^2 = \frac{1}{4} \sum_{b, b', b''} \left( \frac{q_{ab}}{m_\mu} \right)^2 \int \frac{d\vec{v}}{4\pi} \langle a | \sum_i \tau_i^{(3)} \exp(-i\vec{q}_{ab} \vec{\tau}_i) | b'' \rangle \langle b'' | T^{(z)} | b' \rangle \langle b' | T^{(-)} | b \rangle \cdot \langle b' | \sum_i \tau_i^{(3)} \exp(-i\vec{q}_{ab} \vec{\tau}_i) | a \rangle. \quad (6.21)$$

Матричные элементы  $\langle b' | T^{(1)} | b \rangle$  и  $\langle b | T^{(-1)} | b' \rangle$  отличны от нуля только для таких состояний  $|b'\rangle$  и  $|b\rangle$ , где

$$\begin{cases} T_{b'} = T_{b''} = T_b = 1, \\ T_{b'}^{(3)} = T_{b''}^{(3)} = T_b^{(3)} + 1 = 0, \end{cases} \quad (6.22)$$

т.е. для состояний того же изотопического мультиплетта, что и состояние  $|b\rangle$ , но относящихся не к конечному ядру, а к ядру-мишени.

Учитывая, что

$$\langle b' | T^{(1)} | b \rangle = \langle b | T^{(-1)} | b' \rangle = \frac{1}{2}, \quad (6.23)$$

в итоге получаем:

$$M_V^2 = \frac{1}{2} \sum_b \left( \frac{g_{ab}}{m_\mu} \right)^2 \int \frac{d\vec{v}}{4\pi} \left| \langle b' | \sum_i \tau_i^{(1)} \exp(i\vec{q}_{ab} \cdot \vec{z}_i) | a \rangle \right|^2. \quad (6.24)$$

Рассмотрим вычисление  $M_V^2$  для наиболее интенсивных переходов первого запрета.

В этом случае  $J_{b'} = J_b = 1^-$  и в пределе  $g_{ab} \rightarrow 0$  (пренебрежение "запаздыванием") матричный элемент в (6.24) превращается в матричный элемент  $E1$ -перехода ( $a \rightarrow b'$ )

$$\langle b' | \sum_i \tau_i^{(1)} \vec{z}_i | a \rangle \quad (6.25)$$

через который выражается сечение дипольного фотопоглощения:

$$\sigma_f(E) = \sum_{b'} \frac{2^2 e^2}{3} (E_{b'} - E_a) \left| \langle b' | \sum_i \tau_i^{(1)} \vec{z}_i | a \rangle \right|^2 \delta(E_{b'} - E_a - E). \quad (6.26)$$

Таким образом, в пренебрежении "запаздыванием" величина (6.24) прямо сводится к  $\sigma_f(E)$ :

$$M_V^2 \rightarrow (M_V')^2 = \frac{m_a^2}{2\pi^2 e^2} \left( \frac{g}{m_\mu} \right)^2 \int_0^{E_m} \frac{(E_m - E)^4}{E^4} \frac{\sigma_f(E)}{E} dE, \quad (6.27)$$

где

$$E_m = m_\mu - E_b - (M_n - M_p) + \frac{0,0115(Z-1)}{A^{1/3}} m_\mu. \quad (6.28)$$

Связь величин  $M_V^2$  и  $(M_V')^2$  Фолди и Валецка устанавливают с помощью фактора плотности нуклонов в основном состоянии ядра-мишени:

$$M_V^2 = (M_V')^2 / F(\rho_{nl})^2. \quad (6.29)$$

Соотношение (6.29) рассматривалось многими авторами в связи с обсуждением рассеяния электронов ядрами /206-209/. Его справедливость доказана в ряде частных случаев ("гидродинамическая" модель относительных колебаний протонной и нейтронной жидкости; гармонический осциллятор). Имеются прямые экспериментальные указания на то, что оно неплохо выполняется и в реальных условиях /210/.

Использование соотношения (6.29) - последний этап вычисления  $M_V^2$  -векторной части суммарной вероятности переходов первого запрета. Перейдем теперь к вычислению "аксиального" и "псевдоскалярного" слагаемых  $M_A^2$  и  $M_P^2$ . По-прежнему имея в виду приложение теории к четно-четным самосопряженным ядрам, интересно рассмотреть случай, когда  $S_n = 0$ . Это соответствует простой схеме  $L-S$  связи, когда основное состояние ядра  $|a\rangle$  есть скаляр по отношению к группе  $SU_4$ , лежащей в основе теории супермультиплетов Вигнера /211, 212/. Легко показать, что в схеме  $L-S$  связи, если распространить ее и на возбужденные состояния ядра, выполняется соотношение

$$M_V^2 = M_A^2 = M_P^2. \quad (6.30)$$

Кроме того, в пределах триплета  $L=1, S=1: J=0^-, 1^- \text{ и } 2^-$

$$M_A^2(0^-) : M_A^2(1^-) : M_A^2(2^-) = 1 : 3 : 5. \quad (6.31)$$

Таким образом, в схеме  $L-S$  связи удастся полностью свести суммарную вероятность переходов первого запрета к величинам  $\sigma_f(E)$  и  $F(\eta)$ , непосредственно извлекаемым из других экспериментов.

Для проверки правильности соотношений (6.30), (6.31) можно воспользоваться прямым расчетом. Фолди и Валецка /205/ провели такой расчет для кислорода  $O^{16}$  в рамках обычного "частично-дирочного" формализма (с волновыми функциями Льюиса /213, 214/). Приведем результаты:

$$M_A^2/M_V^2 = 1, 12,$$

$$M_A^2(0^-) : M_A^2(1^-) : M_A^2(2^-) = 0, 92 : 3, 00 : 5, 95. \quad (6.32)$$

Обращаясь к формуле (6.19), видим, что неточность положенных в основу расчета соотношений (6.30), (6.31) приводит к неточности порядка 10-20% при вычислении основного слагаемого полной вероятности  $W^{(0)}$ . Учет переходов иной мультипольности, а также членов, зависящих от скорости нуклонов, дает более существенный вклад в  $W$ . Фолди и Валецка

Таблица 26.

Полная вероятность  $\mu$  - захвата в ядрах  $\text{Ca}^{40}$ ,  $\text{O}^{16}$  и  $\text{C}^{12}$   
 - расчет Фолди и Валецка /205/.

$(M_V)'^2$  - матричный элемент первого порядка запрета,

$\Delta(M_V)^2$  - вклад других мультиполей:

I - расчет с помощью "closure approximation",

II - одночастичная модель,

III - среднее из вариантов I и II.

Ядра	$\text{Ca}^{40}$	$\text{O}^{16}$	$\text{C}^{12}$	
$R$	0.44	0.79	0.83	
$(M_V)'^2$ - по формуле (6.27)	2.73	0.77	0.45	
$\bar{q}_{ab}$	91.5	85'	83	
$ F_e(\bar{q}_{ab}) ^2$	0.40	0.63	0.72	
$(M_V)^2$ - по формуле (6.29)	1.09	0.485	0.324	
$\Delta(M_V)^2$	I	1.67	0.231	0.073
	II	1.16	0.178	
	III	1.41	0.204	
$(M_V)^2 + \Delta(M_V)^2$	2.50	0.69	0.40	
$W^{(0)}$ (в сек $^{-1}$ )	$24.7 \cdot 10^5$	$0.79 \cdot 10^5$	$0.20 \cdot 10^5$	
$W'$ (в сек $^{-1}$ )	$3.6 \cdot 10^5$	$0.16 \cdot 10^5$	$0.06 \cdot 10^5$	

провели оценку этого дополнительного вклада в  $W$  с помощью простой одночастичной модели, подобно тому, как Лйтен, Руд и Толжук /35,203/ делали это, рассчитывая полную вероятность захвата (близкие результаты дадут оценки с помощью правил сумм). Окончательные результаты работы Фолди и Валецка приведены в табл. 26.

#### § 4. Дальнейшие исследования роли коллективных эффектов

##### В $\mu$ -захвате

Успех расчетов Фолди и Валецка явился сильным аргументом в пользу идеи коллективного возбуждения ядер при  $\mu$ -захвате и стимулировал дальнейшее исследование в этом направлении.

Лоддер и Джонкер /215/ применили формализм Фолди и Валецка к анализу захвата м-онов ядрами лития. Экспериментальные данные /148/ (правда, не очень точные) свидетельствуют о непонятном подавлении вероятности захвата в  $Li^7$  по сравнению с  $Li^6$ :

$$W(Li^6) = 6100 \pm 1400 \text{ сек}^{-1},$$

$$W(Li^7) = 1800 \pm 1100 \text{ сек}^{-1}.$$

Небольшое превышение  $W(Li^6)$  над  $W(Li^7)$  можно было бы понять, приняв во внимание супермультиплетную структуру состояний рассматриваемых ядер. В случае  $Li^7$  практически полностью исключаются разрешенные переходы — они могут идти лишь с сохранением схемы Янга, в то время как основное состояние  $Li^7$  содержит лишь очень небольшую примесь компонент со схемой Янга [21] и [11], что соответствует уровням р-оболочки в ядре  $He^7$ .

Лоддер и Джонкер проводят оценку вероятностей однократно запрещенных переходов (используя экспериментальные данные по фотоэффекту) и переходов более высокой мультипольности. Они оказываются примерно одинаковыми для ядер  $Li^6$  и  $Li^7$  и в несколько раз превышают вероятность разрешенного перехода в  $Li^6$  (на основное состояние  $He^6$ ) — см. табл. 27. Разумеется, Лоддеру и Джонкеру приходится делать дополнительные предположения, в которых не нуждались при проведении своих расчетов для дважды магических ядер Фолди и Валецка. Они касаются и использования соотношений типа  $M_V^2 = M_A^2$ , и выделения из экспериментальных данных по фоторасщеплению  $Li^7$  той доли сечения, которая отвечает возбуждению состояний с изоспином  $T = 3/2$  (переходы  $T = 1/2 \rightarrow T = 1/2$ , очевидно, не имеют отношения к  $\mu$ -захвату в  $Li^7$ ). Поэтому здесь вполне возможны немного отличные варианты расчета, которые приведут к какому-то изменению цифр, приведенных в табл. 27. И все-таки думается, что в рамках принятой схемы эти изменения не могут оказаться столь большими, чтобы объяснить разницу экспериментальных значений вероятности захвата в  $Li^6$  и  $Li^7$ . Вопрос остается открытым.

Недавно Де-форест /218/ повторил анализ переходов первого порядка запрета в яд-



Таблица 27

Вероятность ( в сек<sup>-1</sup> ) захвата  $\mu$ -мезонов в ядрах  $Li^6$  и  $Li^7$   
 ( по данным работы /215/ )

	Вклад различных членов в вероятности захвата				Полная вероят- ность
	Разрешенные переходы	Переходы первого запрета	Переходы остальных запретов	Скоростные члены	
$Li^6$	1242	1549 /216/	626	366	3748
		1418 /217/		358	3644
$Li^7$	-	1316	643	275	2234

рах  $C^{12}$  и  $O^{16}$ , проведя конкретные расчеты волновых функций состояний в рамках стандартного "частично-дырочного" формализма.

Этот анализ еще раз подчеркивает то положение, которое мы отмечали выше: неудача теории в прямом вычислении полной вероятности  $\mu$ -захвата в легких ядрах является отражением более общего порока существующей теории. В области легких ядер частично-дырочный формализм дает завышенные значения не только вероятности  $\mu$ -захвата, но также сечения фотоэффекта и вероятности возбуждения ядер электронами. По расчетам Эллиотта и Флауэрса /138/, Брауна с сотрудниками /139/ и ряда других авторов, в ядре  $O^{16}$  переходы нуклона из  $1p$  - оболочки в оболочку ( $2s$ ,  $1d$ ), формирующие гигантский резонанс, собирают в себя почти всю дипольную сумму фотопоглощения (370 Мэв-мбарн). В действительности интегральное сечение фотопоглощения в  $O^{16}$  в области гигантского резонанса составляет лишь около 160 Мэв-мбарн и, по данным Горбунова и Осиповой /219/, чуть ли не половина дипольной суммы приходится на "хвост" кривой фотопоглощения, простирающейся далеко за пределы гигантского резонанса.

В тяжелых ядрах такого расхождения теории и эксперимента в задаче фотоэффекта не отмечалось. Уже первые расчеты фотопоглощения в свинце /220/, проведенные в рамках того же "частично-дырочного" формализма, что применяется при описании легких ядер, привели к вполне приемлемому согласию с экспериментом. Это позволило думать, что и в задаче  $\mu$ -захвата при рассмотрении тяжелых ядер достаточно перейти от одночастичной модели к "частично-дырочному" формализму. Такие прямые расчеты были недавно выполнены Бунатяном /204/. Таблица 28, взятая из его работы, иллюстрирует очень хорошее согласие теории с экспериментом.

Отметим, что в случае тяжелых ядер связь  $\mu$ -захвата с фотопоглощением уже не может быть эффективно использована: здесь сильно возрастает, по сравнению с переходами первого запрета, относительный вклад переходов иной мультипольности.

Таблица 28

Полная вероятность захвата  $\mu$ -мезонов.

I - расчет по одночастичной модели;

II - расчет Бунатяна /204/;

III - эксперимент.

Ядра	Полная вероятность захвата в $10^5$ сек <sup>-1</sup> .		
	I	II	III
$N_{\kappa} 58$	113,40	58,5	$61,10 \pm 1,05$
$N_{\kappa} 60$	103,30	53,4	$55,62 \pm 0,97$
$N_{\kappa} 62$	88,60	45,4	$47,16 \pm 0,95$
$S_{\kappa} 112$	280,0	119,30	
$S_{\kappa} 119$	224,12	95,69	$112 \pm 7$
$S_{\kappa} 124$	179,87	75,80	
$p_{\mu} 206$	464,5	126,4	136,1
$p_{\mu} 207$	451,3	121,62	129,5
$p_{\mu} 208$	442,5	120,12	129,8
$p_{\mu} 210$	435,40	117,31	

§ I. Единая теория прямых и резонансных процессов в  $\mu$ -захвате;  
общие положения

Проблемы расчета полных вероятностей, спектров и углового распределения нейтронов при ядерном  $\mu$ -захвате связаны с общим для многих задач ядерной физики вопросом описания непрерывного спектра системы нуклонов. Изложенные выше два подхода к проблеме — односторонний, основанный на оптической модели и предположении о прямом механизме процесса, и многосторонний, учитывающий лишь резонансные процессы, отражают две различные стороны явления. В работах /198,221/ был развит приближенный вариант единой теории ядерных реакций, позволяющий одновременно учесть как прямые, так и резонансные процессы в различных ядерных реакциях. Ниже будет изложена общая формулировка такой теории применительно к  $\mu$ -захвату. В следующем разделе мы рассмотрим ее конкретные приложения.

Будем исходить из уравнения Шредингера для волновой функции системы  $A$  частиц в интегральной форме:

$$\psi_{E,j}^{(\pm)} = \tilde{\Phi}_{E,j}^{(\pm)} + \frac{1}{E^{(\pm)} - H_0} \hat{V} \psi_{E,j}^{(\pm)} \quad (7.1)$$

Здесь  $j$  — индекс канала,  $E$  — полная энергия системы,  $\tilde{\Phi}_{E,j}^{(\pm)}$  — собственная функция гамильтониана  $H_0$ , диагонального по каналам (знаки  $\pm$  определяют ее асимптотику), а полный гамильтониан определяется суммой:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V} \quad (7.2)$$

Выбор  $\hat{H}_0$  и  $\hat{V}$  в каждом конкретном случае производится особо. В задаче смешивания "частично-дырочных" возбуждений в области непрерывного спектра

$$\hat{H} = \hat{H}_p \text{ ("свободная" частица)} + \\ + \hat{H}_h \text{ ("свободная" дырка)} + \\ + \hat{V}_{ph} \text{ (взаимодействие частицы и дырки)}.$$

В качестве  $\hat{V}$  можно выбрать недиагональную по каналам часть  $\hat{V}_{ph}$ , отнеся диагональную часть вместе с  $\hat{H}_p + \hat{H}_h$  к  $\hat{H}_0$  — такой способ использован в расчетах /198/. Можно, однако, ограничить  $\hat{H}_0$  суммой  $\hat{H}_p + \hat{H}_h$ , учитывая диагональную часть взаимодействия в том же приближении, что и недиагональную (такой способ технически гораздо проще первого) — так сделано в работе /221/.

Особую роль в установлении связи различных каналов через непрерывный спектр играют резонансы потенциального рассеяния - "резонансы формы". Посмотрим сначала качественно с помощью простой схемы, как входят "резонансы формы" в задачу и какие трудности возникают при их рассмотрении.

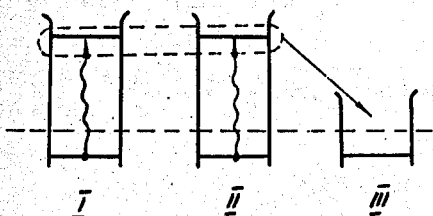


Рис. 33

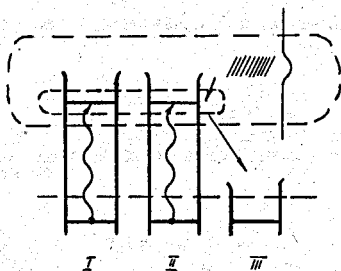


Рис. 34

Пусть при энергиях, соответствующих возбуждению дискретных уровней в каналах I и II, канал III - открыт (рис. 33). Тогда, диагонализируя гамильтониан в пространстве закрытых каналов I и II и пренебрегая влиянием на их связь открытого канала III, легко найти волновые функции, соответствующие уровню "составного ядра"  $\varphi_{I,II}$ , и ширины распада этих уровней в канал III:

$$\Gamma_{I,II \rightarrow III} = 2\pi \left| \langle \psi_{III}^{(*)}(\epsilon) | V | \varphi_{I,II} \rangle \right|^2 \quad (7.4)$$

Пусть теперь в канале III вблизи уровней "составного ядра" находится одночастичный квазистационарный уровень, соответствующий "резонансу формы" (рис. 34). Теперь уже нельзя пренебречь взаимной связью открытого канала III и закрытых каналов I и II. - скорее, казалось бы, надо включить квазистационарный уровень в процедуру диагонализации на равных условиях с дискретными уровнями. При этом ширина резонанса формы "распределится" каким-то образом между уровнями "составного ядра". Здесь и возникают опасные моменты. Во-первых, это распределение должно определяться не только весом канала III в функции "составного ядра", но и дополнительными факторами, связанными с энергетическим положением уровня "составного ядра". Во-вторых, надо позаботиться о том, чтобы "резонанс формы" не был учтен дважды: один раз в резонансном, другой - в потенциальном слагаемом амплитуды рассеяния (или другого, более сложного процесса).

Как показал опыт ряда авторов, известная процедура Фешбаха [222,223], состоящая в разбиении всего пространства каналов на открытые и закрытые, не очень удобна потому, что, рассматривая очередной открытый канал, надо всякий раз проводить диагонализацию гамильто-

ниана в новом, ортогональном ему подпространстве остальных каналов. В работе /198/ предложена более удобная процедура, в принципе эквивалентная процедуре Фешбаха, центральным пунктом которой является использование единой для всего пространства рассматриваемых каналов "матрицы связи".

Как видно из (7.1), взаимное зацепление каналов определяется неколокальным оператором

$$\hat{V} \frac{1}{E^{(2)} - \hat{H}_0} \hat{V},$$

который, используя интегральное представление одночастичной функции Грина  $[E - \hat{H}_0]^{-1}$ , запишем в виде:

$$V \frac{1}{E^{(2)} - \hat{H}_0} V = \sum_j \left\{ \sum_{\kappa} V \tilde{\Phi}_j^{(\kappa)} \right\} \frac{1}{E^{(2)} - E_j^{(\kappa)}} \langle \tilde{\Phi}_j^{(\kappa)} | V + \int_0^{\infty} V \tilde{\Phi}_{j\epsilon} \rangle \frac{d\epsilon}{E^{(2)} - (\bar{E}_j + \epsilon)} \langle \tilde{\Phi}_{j\epsilon} | V \rangle \}, \quad (7.5)$$

где  $\bar{E}_j$  - пороговая энергия.

Основное приближение подхода касается интегрального слагаемого одночастичной функции Грина, которое вычисляется в предположении факторизации одночастичной функции в области действия потенциала вблизи энергии "резонанса формы"  $E_j = \bar{E}_j + \epsilon_j$ :

$$\Psi_{j\epsilon}^{(2)}(\vec{r}) \cong C_j^{(2)}(\epsilon) \Psi_j(\vec{r}), \quad (7.6a)$$

$$|C_j(\epsilon)|^2 = \frac{1}{2\pi} \frac{f_j(\epsilon)}{(\epsilon - \epsilon_j)^2 + \frac{1}{4} f_j^2(\epsilon)}, \quad (7.6б)$$

$$f_j(\epsilon) = 2\kappa P_\ell(\kappa R) \frac{\hbar^2}{2\mu\kappa} \Theta_j^2. \quad (7.6в)$$

Качество "резонансного приближения" (7.6) было проверено в работе /198/ путем непосредственного сравнения с результатами точного расчета с потенциалом Вудса-Саксона и прямо-угольной ямы. Даже при использовании в качестве  $\Psi_j(\vec{r})$  осцилляторных функций аппроксимация оказывается вполне приемлемой в широком интервале энергий. Подставляя (7.6) в (7.5), получаем

$$V \frac{1}{E^{(2)} - \hat{H}_0} V \rightarrow \sum_j V \tilde{\Phi}_j \rangle \frac{1}{I^{(2)}(\epsilon)} \langle \tilde{\Phi}_j | V, \quad (7.7)$$

где

$$I_j^{(2)}(E) \cong \begin{cases} E - E_j & , E_j, E < \bar{E}_j ; \\ E - E_j \pm \frac{1}{2} \Gamma_j(E) & , E_j, E > \bar{E}_j ; \end{cases} \quad (7.8)$$

а  $\tilde{\Phi}_j$  - нормированная на единицу (не зависящая от энергии) функция дискретного или квазистационарного уровня в канале  $j$ .

Теперь интегральное уравнение (7.1) сводится к системе алгебраических уравнений, откуда сразу получаем коэффициенты разложения  $\Psi_{E,j}^{(2)}$  по базису собственных состояний гамильтониана  $\hat{H}_0$ , а вместе с ним и  $S$ -матрицу:

$$S_{jk} = \delta_{jk} \exp(2i\eta_{jk}) - 2\pi i \left\{ \langle \tilde{\Phi}_j^{(2)}(E) | V | \tilde{\Phi}_k^{(1)}(E) \rangle + \sum_{\epsilon} \langle \tilde{\Phi}_j^{(1)}(E) | V | \tilde{\Phi}_\epsilon \rangle \Lambda_{\epsilon}(E, k) \right\}. \quad (7.9)$$

Амплитуды  $\Lambda_{\epsilon}(E, k)$  находятся из системы линейных неоднородных уравнений

$$\sum_{\kappa} \{ \delta_{\kappa\epsilon} I_{\epsilon}(E) - V_{\epsilon\kappa} \} \Lambda_{\kappa}(E, j) = V_{\epsilon j}^{(2)}(E), \quad (7.10)$$

где "матрица связи" каналов

$$W_{\kappa\epsilon}(E) = \delta_{\kappa\epsilon} I_{\epsilon}(E) - V_{\epsilon\kappa} \quad (7.11)$$

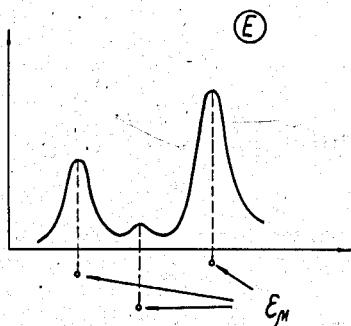


Рис. 35

имеет размерность, равную полному числу рассматриваемых каналов, а ее собственные векторы  $\chi_{\kappa}^{(1)}$  и собственные значения  $E_{\mu}$  (комплексные) не зависят от выбора входного или выходного канала. Выразив  $\Lambda_{\kappa}(E, j)$  через  $\chi_{\kappa}^{(1)}$  и  $E_{\mu}$

$$\Lambda_{\kappa}(E, j) = \sum_{\mu, \ell} \frac{\chi_{\kappa}^{(\mu)} \bar{\chi}_{\ell}^{(\mu)}}{E - \epsilon_{\mu}} V_{\ell j}^{(2)}(E), \quad (7.12)$$

видим, что  $\epsilon_{\mu}$  имеет смысл уровней "составного ядра" (рис. 35), а  $\chi_{\kappa}^{(\mu)}$  определяют волновые функции этих уровней:

$$\Psi_{\mu} = \sum_{\kappa} \chi_{\kappa}^{(\mu)} \Phi_{\kappa}. \quad (7.13)$$

Отметим также следующее из (7.12) и (7.6a) важное предельное соотношение

$$\Lambda_{\kappa}^{(2)}(E, j) \Big|_{E \rightarrow \epsilon_j} \rightarrow -\delta_{\kappa j} C_j^{(2)}(E). \quad (7.14)$$

Рассмотрим теперь переход ядра из основного состояния в непрерывный спектр под действием "внешнего поля". В нашем случае роль "внешнего поля" играет слабое четырехфермионное взаимодействие нуклонов ядра с  $\mu$ -мезоном на К-орбите мезоатома.

Вероятность перехода в канал  $j$  с энергией возбуждения  $E$  определяется матричным элементом

$$M_{0 \rightarrow j}(E) = \langle \Psi_{E, j}^{(-)} | H_{\mu} | 0 \rangle, \quad (7.15)$$

где  $\hat{H}_{\mu}$  - эффективный гамильтониан (I.63). В "резонансном приближении" относительно  $V[E^{(+)} - \hat{H}_0]^{-1} V$  имеем:

$$M_{0 \rightarrow j}(E) = \langle \Phi_{jE}^{(-)} | \hat{H}_{\mu} | 0 \rangle + \langle \Phi_{jE}^{(-)} | V \frac{1}{E^{(+)} - \hat{H}_0} H_{\mu} | 0 \rangle + \sum_{\kappa} [\Lambda_{\kappa}^{(+)}(E, j)]^* \langle \Phi_{\kappa} | V \frac{1}{E^{(+)} - \hat{H}_0} H_{\mu} | 0 \rangle. \quad (7.16)$$

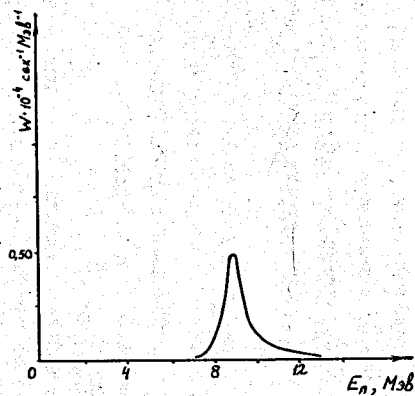
Оператор  $V \frac{1}{E^{(+)} - \hat{H}_0} \hat{H}_{\mu}$  можно в рамках сделанных приближений записать в виде

$$V \frac{1}{E^{(+)} - \hat{H}_0} H_{\mu} = \sum_j \left\{ \sum_n V \Phi_j^{(n)} \right\} \frac{1}{E^{(+)} - E_j^{(n)}} \langle \Phi_j^{(n)} | \hat{H}_{\mu} + V \Phi_j \rangle \int_0^{\infty} \frac{d\epsilon}{E^{(+)} - (\bar{E}_j + \epsilon)} C_j(\epsilon) \langle \Phi_j^{(n)} | \hat{H}_{\mu} \rangle, \quad (7.17)$$

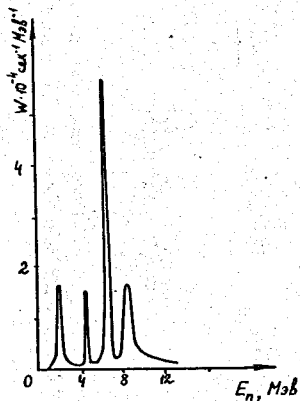
так что

$$M_{0 \rightarrow j}(E) = \langle \Phi_{jE}^{(-)} | \hat{H}_{\mu} | 0 \rangle + \sum_{\kappa} [\Lambda_{\kappa}^{(+)}(E, j)]^* \langle \Phi_{\kappa} | \hat{H}_{\mu} | 0 \rangle + \quad (7.18)$$

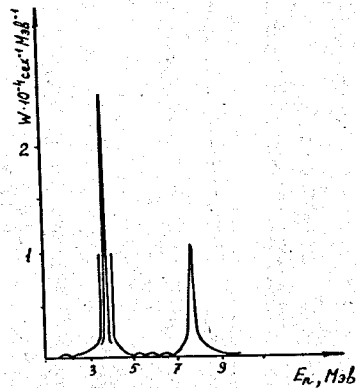




а



б



в

Рис. 36. Спектр возбуждения ядра  $N^{16}$ , соответствующий переходам первого порядка запрета: а)  $J = 0^-$ ; б)  $J = 1^-$ ; в)  $J = 2^-$  (по данным работы /221/).

$$+ \sum_{\kappa}'' (I_{\kappa}^{(-)}(E) \Lambda_{\kappa}^{(-)}(E, j))^* \int_0^{\infty} C_{\kappa}(t) \frac{dE}{E^{(-)} - (E_j + t)} \langle \mathfrak{F}_{\kappa E} | \dot{H}_{\mu} | 0 \rangle ,$$

где первая сумма  $\sum_{\kappa}'$  включает каналы с дискретными уровнями, вторая  $\sum_{\kappa}''$  — каналы с "резонансами формы".

Матричный элемент типа  $\langle \mathfrak{F}_{\kappa E} | \dot{H}_{\mu} | 0 \rangle$  не содержит короткодействующего оператора типа  $\hat{V}$ , так что в функции  $\mathfrak{F}_{\kappa E}$  может оказаться существенной периферийная область значений радиуса. Поэтому "резонансное приближение" для  $\langle \mathfrak{F}_{\kappa E} | \dot{H}_{\mu} | 0 \rangle$

$$\langle \mathfrak{F}_{\kappa E} | \dot{H}_{\mu} | 0 \rangle \cong C_{\kappa}(E) \langle \mathfrak{F}_{\kappa} | \dot{H}_{\mu} | 0 \rangle \quad (7.19)$$

определяется лишь затуханием функции  $|0\rangle$  во внешней области, и, следовательно, точность этого соотношения хуже, чем точность соотношений (7.7 - 7.9).

Если принять (7.19), выражение (7.18) запишется в виде:

$$M_{0 \rightarrow j}(E) = \langle \mathfrak{F}_{jE}^{(-)} | \dot{H}_{\mu} | 0 \rangle + \sum_{\kappa} (\Lambda_{\kappa}^{(-)}(E, j))^* \langle \mathfrak{F}_{\kappa} | \dot{H}_{\mu} | 0 \rangle \quad (7.20)$$

и, далее, с учетом (7.12) и (7.13):

$$M_{0 \rightarrow j}(E) = \langle \mathfrak{F}_{jE}^{(-)} | \dot{H}_{\mu} | 0 \rangle + \sum_{\mu} \frac{\langle \mathfrak{F}_{jE}^{(-)} | V | \psi_{\mu}^{(-)} \rangle \langle \psi_{\mu}^{(-)} | \dot{H}_{\mu} | 0 \rangle}{E - \epsilon_{\mu}^*} \quad (7.21)$$

Применяя соотношение (7.14) к (7.20), видим, что

$$M_{0 \rightarrow j}(E) \Big|_{E \rightarrow E_j} \rightarrow 0 ,$$

т.е. одночастичные полюсы амплитуды перехода полностью исчезают, "гасятся" вторым коллективным слагаемым, а их интенсивность "перекачивается" в новые полюсы, определяемые собственными значениями матрицы связи  $W_{\kappa E}(E)$  (аналогичная теорема "погашения" одночастичных полюсов легко доказывается для  $S$ -матрицы). Независимость положения полюсов амплитуды  $\epsilon_{\mu}$  от канала расщепления подтверждает закономерность их трактовки в качестве уровней "составного ядра".

## § 2. Единая теория прямых и резонансных процессов

в  $\mu$ -захвате; приложения к реакции

$$\underline{O^*(\mu, \nu) N^{15}}$$

### I. Параметры расчета.

Ядро  $N^{15}$  рассматривается как протонная "дырка" в дважды магическом ядре  $O^{16}$ ,

которая может находиться в двух состояниях  $\rho_{1/2}^{-1}$  (основное состояние  $N^{15}$ ) и  $\rho_{1/2}^{-1}$  (возбужденное состояние  $N^{15}$  с энергией 6,33 Мэв). Другие уровни  $N^{15}$  не учитываются. Радиальные волновые функции "дырки" полагаются осцилляторными; значение осцилляторного параметра  $\tau_0 = 1,76 \text{ ф}$  выбирается в соответствии с данными по упругому рассеянию электронов /131/ на  $O^{16}$ .

Гамильтониан частицы - Нр - состоит из его кинетической энергии и энергии взаимодействия с "вакуумом" (ядром  $O^{16}$ ). Последнее берется в виде прямоугольной ямы, параметры которой подобраны, в соответствии с /224/, по положению одночастичных нейтронных уровней над  $O^{16}$  и фазам потенциального рассеяния нейтрона на кислороде. Волновые функции непрерывного спектра для частицы в яме аппроксимировались для волн с  $\ell \neq 0$  согласно формулам (7.6), а для  $s$ -волн - согласно аналогичным формулам с измененными  $C(\epsilon)$  :

$$|C_s(\epsilon)|^2 = \frac{1}{2\pi} \frac{2K}{K^2 + \alpha^2} \cdot \frac{2\mu\alpha}{\theta^2}, \quad (7.22)$$

чему соответствует

$$\frac{1}{I_s(\epsilon)} = \frac{i - (\alpha + iK) \alpha / \theta^2}{E - (\bar{\epsilon}_s - \epsilon_s)},$$

где  $\epsilon_s$  - энергия связи нейтрона в яме:  $\epsilon_s = \frac{\hbar^2 \alpha^2}{2\mu}$ .

Взаимодействие частицы с "дыркой" выбиралось  $\delta$ -образным с обычно используемыми параметрами /139/:

$$g/4\pi\tau_0^3 = 8,5 \text{ Мэв}; \quad \alpha = 0,135.$$

## 2. Возбуждение "гигантского резонанса" в $\mu$ -захвате. Вероятность переходов первого порядка запрета

Рассчитанные в /221/ спектры возбуждения ядра  $N^{16}$  в состояниях  $0^-$ ,  $1^-$  и  $2^-$ , отвечающих переходам первого порядка запрета в  $\mu$ -захвате, показаны на рис. 36 (энергия возбуждения отсчитывается от порога нейтронного развала ядра  $N^{16}$ ).

В табл. 29 приведены вероятности  $\mu$ -захвата в  $O^{16}$ , проинтегрированные по состояниям непрерывного спектра системы  $N^{15} + n$  и просуммированные по всем каналам для состояний  $0^-$ ,  $1^-$  и  $2^-$ . Здесь же для сравнения приведены соответствующие величины, полученные с помощью стандартного "частично-дырочного" подхода оболочечной модели.

Таблица 29

Интегральная вероятность реакции  $^{16}\text{O}(\mu, n)^{15}\text{N}$   
 (в единицах  $10^4 \text{ сек}^{-1}$ ) по результатам работы /221/

	$0^-$	$1^-$	$2^-$	$\Sigma$
Расчет по единой теории $\mu$ -захвата	0.66	4.89	3.08	8.63
Расчет в рамках обычного "частично-дырочного" подхода /169/	0.93	6.29	4.33	11.55

Полученные в работе /221/ вероятности переходов заметно ниже вычисленных ранее. Суммарная вероятность переходов в состоянии  $0^-$ ,  $1^-$  и  $2^-$  непрерывного спектра  $-8,63 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$  близка к экспериментальному значению полной вероятности переходов в непрерывный спектр  $8,9 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$  (полученному из данных по полной вероятности захвата  $9,8 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$  и данных по переходам в связанные состояния  $^{16}\text{O} \sim 0,9 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$ ). При анализе модельных расчетов мы уже видели (см. гл. VI), что переходы первого запрета вбирает в себя примерно 80% полной вероятности захвата. Поэтому полученную нами цифру  $-8,63 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$  следовало бы сравнить с величиной порядка  $(7,0 - 7,5) \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$  (например, по Фолди и Валецка /205/, суммарная вероятность всех переходов первого порядка запрета, включая переходы в связанные состояния, равна  $7,9 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$ ). Таким образом, полученная величина является все ещё несколько завышенной - примерно на 15% - по сравнению с экспериментом. По-видимому, в этом сказывается пренебрежение таким более тонким эффектом, как поляризация основного состояния  $^{16}\text{O}$  ("идущие назад" диаграммы), деформация ядра  $^{16}\text{O}$  и др.

Что касается главного результата - существенного уменьшения рассчитанной вероятности захвата по сравнению с прежними модельными расчетами, - его причина заключается в том, что в случае легких ядер одночастичные функции бесконечной ямы, которые всегда исполь-

зовались в таких расчетах, существенно отличаются от настоящих функций нуклона в непрерывном спектре \*).

### 3. Структура энергетических спектров нейтронов

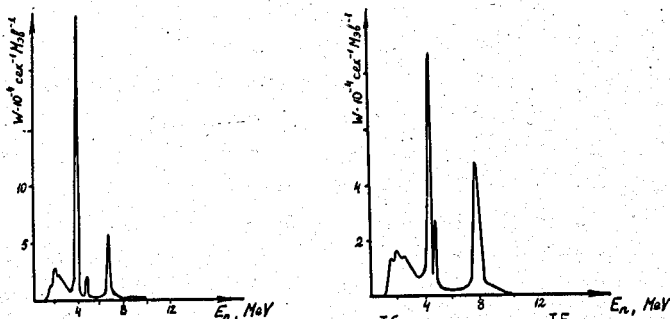


Рис. 37. Спектр нейтронов в реакции  $O^{16}(\mu, n)N^{15}$   
( по результатам расчета /22I/):

а)  $g/4\pi\tau_0^3 = 8.5$  Мэв ,

б)  $g/4\pi\tau_0^3 = 11.0$  Мэв.

На рис. 37 приведен спектр нейтронов в реакции  $O^{16}(\mu, n)N^{15}$ , соответствующий всем переходам первого порядка запрета. Резонансная структура спектра, которая прежде возникала как следствие предположения о резонансном возбуждении ядра при  $\mu$ -захвате, является естественным результатом взаимной связи различных каналов и коллективизации возбуждений ядра в области непрерывного спектра. Общая картина спектра нейтронов мало меняется при изменении параметров расчета ( сравним рис. 37а и -37б).

\* ) Выше мы отмечали, что не только в теории  $\mu$ -захвата, но и при расчете фотоядерных реакций стандартный "частично-дырочный" подход дает завышенные значения для вероятности процесса. На первый взгляд кажется, что, объяснив с точностью 15% экспериментальное значение вероятности  $\mu$ -захвата в кислороде, мы автоматически - с помощью соотношения Фолди-Валецка - получаем правильное значение и для фотоэффекта. В действительности дело может обстоять сложнее, поскольку соотношение Фолди-Валецка получено строго для осцилляторных функций, а весь эффект уменьшения вероятности связан как раз с существенным отличием истинных функций от осцилляторных.

### § 3. О возможностях чисто феноменологического подхода

#### в теории $\mu$ -захвата

Использование модельных волновых функций для расчёта ядерных матричных элементов является обычно главным источником беспокойств при интерпретации данных по  $\mu$ -захвату. Модели приближены, они содержат то или иное число параметров, значения которых подбираются так, чтобы объяснить определенный круг экспериментальных данных. Эксперименты по изучению спектров возбуждения ядер, поглощению фотонов, рассеянию электронов и т.д. определяют "опорные данные", которые используются для проведения расчетов по  $\mu$ -захвату. Возникает, однако, вопрос: нужны ли вообще ядерные модели в качестве "посредников", связывающих между собой данные различных экспериментов? Нельзя ли осуществить такую связь на чисто феноменологической основе, вводя в теорию параметры типа "формфакторов", не имеющие конкретного модельного смысла и отвечающие каким-то более общим требованиям "строгости" подхода? В последнее время появился ряд работ, в которых исследуются возможности такого подхода.

Ким и Примаков /226/ выступили с работой, где, развивая методы, предложенные ими ранее в теории  $\beta$ -распада, трактуют сложные ядра, участвующие в процессе  $\mu$ -захвата, как "элементарные" частицы.

Рассмотрим какой-либо парциальный переход в  $\mu$ -захвате:

$$\mu^- + A_a \rightarrow A_b + \nu.$$

Принимая гипотезу сохранения векторного тока, можно прямо связать векторный формфактор и формфактор "слабого магнетизма" перехода  $A_a \rightarrow A_b$  с электрическими и магнитными изовекторными формфакторами ядер  $A_a$  и  $A_b$  — в полном соответствии с тем, как это делается обычно для нуклона (см. главу I, § 2). Для установления такой связи не требуются ни модельные функции, ни какие-либо иные гипотезы, например, импульсное приближение (см. гл. I, § 6).

Однако при вычислении аксиального формфактора дело обстоит сложнее. Здесь авторы сталкиваются с теми же трудностями, которые возникали и ранее /227, 228/ при попытках построить феноменологическую теорию  $\mu$ -захвата в  $\text{He}^3$ . Мы уже разбирали захват мезонов ядрами  $\text{He}^3$  в гл. IV. Полезно вернуться к этой задаче с тем, чтобы посмотреть, насколько существенно было использование различных модельных предположений.

Будем исходить из общего вида матричного элемента, описывающего процесс  $\mu^- + \text{He}^3 \rightarrow \text{H}^3 + \nu$  :

$$\langle H^3/V_\lambda - A_\lambda/H e^3 \rangle = F_V(q^2) (\bar{u}_{H^3} \gamma_\lambda u_{He^3}) + F_M(q^2) (\bar{u}_{H^3} \sigma_{\lambda\alpha} \gamma_\alpha u_{He^3}) - \\ - F_A(q^2) (\bar{u}_{H^3} \gamma_\lambda \gamma_5 u_{He^3}) - i F_P(q^2) (\bar{u}_{H^3} \gamma_5 u_{He^3}) \gamma_\lambda \quad (7.23)$$

В соответствии с гипотезой сохраняющегося векторного тока, свяжем  $F_V(q^2)$  и  $F_M(q^2)$  с электрическим и магнитным изовекторными формфакторами ядер  $H^3$  и  $He^3$ :

$$F_V(q^2) = F_1^{He^3}(q^2) - F_1^{H^3}(q^2), \quad (7.24)$$

$$F_M(q^2) = F_2^{He^3}(q^2) - F_2^{H^3}(q^2),$$

при этом

$$F_V(0) = 1,$$

$$F_M(0) = \frac{\mu_{He^3} - \mu_{H^3} - 1/3}{2M} = -5,44 \frac{1}{2M}. \quad (7.25)$$

При  $|\vec{q}| = 0,976 m_\mu$ , что соответствует рассматриваемой реакции,

$$F_V(q^2) = 0,853, \quad (7.26)$$

$$F_M(q^2) = 0,896 F_M(0).$$

Кое-какие сведения о  $F_A(q^2)$  можно получить, обратившись к данным по  $\beta$ -распаду  $H^3 \rightarrow He^3$ . Вероятность  $\beta$ -распада определяется матричным элементом типа (7.23) при  $q^2 \rightarrow 0$ . Полагая  $F_V(0) = 1$  в формуле для времени жизни

$$\tau = \frac{\ln 2}{\frac{1}{2\pi^3} m_e^3 g^2 \{F_V^2(0) + 3F_A^2(0)\}} = 1137 \pm 20, \quad (7.27)$$

находим

$$F_A(0) = \pm(1,21 \pm 0,01). \quad (7.28)$$

Теперь, используя экспериментальное значение  $|107|$  вероятности захвата  $W_M = 1520 \text{ сек}^{-1}$  и подставляя (7.26) и (7.28) в (7.23), устанавливаем связь  $F_A(q^2)$  и  $F_P(q^2)$  при  $|\vec{q}| = 0,976 m_\mu$ .

На рис. 38, взятом из работы /228/, показана область допустимых значений  $m_\mu F_P(q^2)$  и  $F_A(q^2)$ , совпадающих с экспериментальными в пределах суммарной трехпроцентной точности определения  $W_M$  и  $F_A(0)$ .

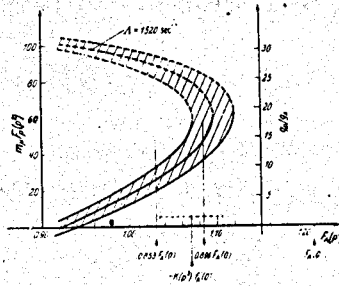


Рис. 38. Связь амплитуд псевдоскалярного и аксиального взаимодействия — из анализа вероятности захвата  $\mu$ -мезонов ядрами  $\text{He}^3$  (по данным работы [228]).

Как видно из рисунка, значение псевдоскалярной константы чувствительно к выбору  $F_A(q^2)$ . К сожалению, здесь возможности строгого феноменологического подхода кончатся и оценки  $F_A(q^2)$  приходится проводить на модельной основе.

Можно, сделав ряд предположений, обойтись без фактического использования функций и прямо связать  $F_A(q^2)$  с данными по рассеянию электронов, но это не означает независимости подхода от моделей: сами предположения носят модельный характер. Легко получить соотношение между  $F_A(q^2)$  и  $F_V(q^2)$ , если предположить, что ядра  $\text{He}^3$  и  $\text{He}^3$  представляет собой просто  $S$ -дырку в магическом ядре  $\text{He}^4$ . В этом случае волновые функции ядер  $\text{He}^3$  и  $\text{He}^4$  факторизуются относительно пространственных и спиновых переменных и поэтому (если принять, кроме того, импульсное приближение) можно выразить  $F_A(q^2)$  и  $F_V(q^2)$  через общий формфактор плотности нуклонов:

$$F_V(q^2) = K(q^2) f_V(q^2), \quad (7.29)$$

$$F_A(q^2) = -K(q^2) f_A(q^2),$$

где  $f_V(q^2)$  и  $f_A(q^2)$  — векторный и аксиальный формфакторы нуклона. Отсюда

$$F_A(q^2) = -F_V(q^2) \frac{f_A(q^2)}{f_V(q^2)}. \quad (7.30)$$

С помощью соотношения (7.29) получаем  $F_A(q^2) = 1,07$ , откуда, согласно рис.38,  $m_p F_V(q^2) \approx 40$  и, далее,  $g^2/g_A \approx 12$ .



Какова точность полученных соотношений? В рамках приведенного подхода - совершенно неясно. Для этого надо исследовать примесь более сложных компонент в функции  $He^3$  и  $H^3$  ( $\alpha_s, \alpha_2$  и т.п.) - задача сводится буквально к той, что рассматривалась в гл. IV.

Рассмотрим еще одну попытку чисто феноменологического подхода. Она касается рассматриваемого выше перехода  $C^{12} \rightarrow B^{12}$  (основное состояние) при захвате  $\mu$ -мезона углеродом. Имеется большое число "опорных данных", необходимых для его расчета: величина  $\beta$ -распада  $B^{12} \rightarrow C^{12}$  (основное состояние); радиационная ширина  $\gamma$  уровня  $I^+$ ,  $T = I$  при 15 Мэв в  $C^{12}$ , являющегося изобарическим аналогом основного состояния  $B^{12}$ , весьма полные данные по возбуждению уровня 15.1 Мэв электронами.

Недавно подробный анализ этого перехода провели Фолди и Валеца /229/. Проследим за их выкладками и рассуждениями - в них очень хорошо видны возможности и трудности феноменологического подхода.

Согласно общим формулам (см. гл. I), вероятность гамма-теллеровского перехода  $C^{12}(0^+, T=0) \rightarrow B^{12}(I^+, T=I)$  определяется, прежде всего, матричным элементом  $\int \vec{\sigma}$ :

$$\sum_{M'} \left| \int \vec{\sigma} \right|^2 = \left| \left( I^+ \parallel \sum_i \tau_i^{(1)} j_0(\gamma r_i) \vec{\sigma}_i \parallel 0^+ \right) \right|^2 + 5 \left| \left( I^+ \parallel \sum_i \tau_i^{(1)} j_2(\gamma r_i) (C_2 \times \vec{\sigma})_1 \parallel 0^+ \right) \right|^2, \quad (7.31)$$

где  $(C_2 \times \vec{\sigma})_1$  обозначает оператор ранга 1, образованный из вектора  $\vec{\sigma}$  и тензора 2-го ранга  $C_{2m}(\hat{r}) = \sqrt{\frac{4\pi}{3}} Y_{2m}(\hat{r})$ .

Сравним выражение (7.31) с выражениями для вероятности  $\beta$ -распада  $B^{12} \rightarrow C^{12}$  и вероятности магнитного возбуждения уровня 15.1 Мэв при рассеянии электронов (магнитное возбуждение реализуется в наиболее чистом виде при рассеянии электронов на угол  $180^\circ$ , см. например, /213, 214/):

$$\left\{ \int \tau(B^a \rightarrow C^a) \right\}^{-1} = \frac{1}{6\pi^2} \left\{ \frac{|g_A^{(1)}|^2 m_e^5}{2\pi^3} - \frac{1}{3} \left| \left( 0^+ \parallel \sum_i \tau_i^{(1)} \vec{\sigma}_i \parallel I^+ \right) \right|^2 \right\}, \quad (7.32)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta=180^\circ) \sim \left| \left( I^+ \parallel T_1^{mag}(\gamma) \parallel 0^+ \right) \right|^2 = \frac{1}{12} \left( \frac{e}{2m} \right)^2 \left| \left( I^+ \parallel \sum_i \sqrt{2} \tau_i^{(1)} \left[ \vec{\sigma}_i (j_0(\gamma r_i) + j_2(\gamma r_i)) + (\mu_p - \mu_n + 1) j_0(\gamma r_i) \vec{\sigma}_i - \sqrt{2} j_2(\gamma r_i) (C_2 \times \vec{\sigma})_1 \right] \parallel 0^+ \right) \right|^2. \quad (7.33)$$

В пределе  $qR \ll 1$  из (7.33) следует матричный элемент радиационного  $M1$  - перехода с уровня  $15.1$  Мэв на основное состояние  $C^{12}$ :

$$\left| \langle 1^+ \| T_1^{mag} \| 0^+ \rangle_{q \rightarrow 0} \right|^2 = \frac{1}{12\pi} \left( \frac{q}{2M} \right)^2 \left| \langle 1^+ \| \sum_i \sqrt{\frac{1}{2}} \tau_i^{(1)} \{ \vec{l}_i + (\mu_p - \mu_n + 1) \vec{\sigma}_i \} \| 0^+ \rangle \right|^2. \quad (7.34)$$

Заметим, что все соотношения (7.31) - (7.34) записаны в предположении о независимом вкладе каждого из нуклонов ядра в полный оператор перехода ( импульсное приближение).

Легко видеть, что уравнений (7.31), (7.32) и (7.33) недостаточно для непосредственного вычисления матричных элементов, входящих в (7.31). Использование различных ( в том числе модельных ) оценок позволяет, однако, найти наиболее существенную часть этих матричных элементов.

Прежде всего, из соотношений (7.33) и (7.34) можно извлечь орбитальный и спиновый матричные элементы  $M1$  - перехода при  $q \rightarrow 0$ :

$$\begin{aligned} \langle 1^+, T=1 \| \sum_i \tau_i^{(1)} \vec{l}_i \| 0^+, T=0 \rangle &= -0,28 \pm 0,15, \\ \langle 1^+, T=1 \| \sum_i \tau_i^{(1)} \vec{\sigma}_i \| 0^+, T=0 \rangle &= 1,07 \pm 0,03. \end{aligned} \quad (7.35)$$

Отсюда можно сделать вывод о том, что и при больших  $q$ , соответствующих энергии нейтринно в  $\mu$  - захвате, в матричный элемент (7.33) преобладающий вклад ( примерно 94% ) дает спиновая часть оператора ( заметим, что  $\mu_p - \mu_n + 1 = 4,70$  ).

Теперь необходимо разделить вклады интегралов с  $f_0(q^2)$  и  $f_2(q^2)$ . Здесь делается два рода модельных предположений: о характере связи спинов в полный момент ядра и о виде одночастичных радиальных волновых функций. Еще Фламманд и Форд отмечали [122] ( см. гл. IV, § 4 ), что отношение интегралов  $f_0(q^2)$  и  $f_2(q^2)$  слабо меняется при использовании оболочечных волновых функций ядер и варьировании параметров связи нуклонов в широком интервале - между предельными случаями  $L-S$  и  $j-j$  связи. Фолди и Валецка вычисляют эти интегралы с помощью осцилляторных функций. В этом случае отношение равно

$$\frac{\int f_2(q^2)}{\int f_0(q^2)} = \int \frac{\frac{1}{6} \eta^2}{1 - \frac{1}{6} \eta^2}, \quad (7.36)$$

где  $\eta$  выражается через частоту осциллятора  $\hbar\omega$  и  $q$  и оказывается равным 0.891, а  $\eta$  - модельный параметр, который согласно расчетам Курата [230] меняется от 0.16 до 0.26 во всем интервале промежуточной связи. Таким образом, относительный вклад  $\int f_2(q^2)$  в матричный элемент не превышает 4%, а поскольку в вероятность  $\mu$  - захвата (7.31) интеграл

лы с  $j_0(qr)$  и  $j_2(qr)$  входят некогерентно, при вычислении можно вовсе ограничиться членом с  $j_0(qr)$ .

В итоге возникает следующая приближенная формула для  $|\bar{\sigma}|^2$ :

$$\frac{|g_A^{(j)}|^2}{2\pi^2} \sum_N |\bar{\sigma}|^2 = \frac{3\pi}{m_0^2} \frac{\ln 2}{f\sigma} \frac{|q^{-1}(1 + \tau_r^{mag}(q) \| 0^+ \|^2)^2}{|q^{-1}(1 + \tau_r^{mag} \| 0^+ \|^2)_{q \rightarrow 0}^2} \left(1 - 2\rho \frac{\frac{1}{2} q^2}{1 - \frac{1}{2} q^2}\right), \quad (7.37)$$

точность которой авторы оценивают в 5%.

Основной смысл формулы заключается, как видно из изложенного, в том, что интеграл от оператора  $\sum_i \tau_i j_0(qr_i) \bar{\sigma}_i$  не вычисляется, а извлекается из комбинации известных матричных элементов. Поскольку, однако, в  $\tau_r^{mag}(q)$  содержится (с весом примерно 6%) оператор  $\sum_i \tau_i j_0(qr_i) \bar{\sigma}_i$ , фактически даже при вычислении главной части матричного элемента делается предположение модельного характера о том, что полная волновая функция ядра (точнее - внешних нуклонов) факторизуется с выделением множителя, зависящего только от радиальных переменных нуклонов (что справедливо для любой оболочечной конфигурации  $(I_p)^n$  независимо от характера промежуточной связи).

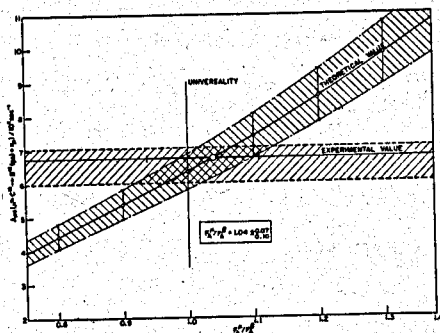


Рис. 39. Расчет вероятности захвата  $\mu$ -мезонов углеродом  $^{12}C$ ; в соответствии с гипотезой сохранения векторного тока полагается  $\mu(q^2) = 4,6$ .

Подобно тому, как был вычислен матричный элемент  $\int \bar{\sigma}$ , вычисляются и другие, входящие в вероятность рассматриваемого перехода, -  $\int \bar{\sigma} \bar{\rho}$  и  $\int \bar{\sigma} \bar{\rho}$ .

На рис. 39 и 40 показаны окончательные результаты расчетов. В первом случае полагается  $5 \leq \rho/\rho_A \leq 28$ , а константа "слабого магнетизма" выбирается в соответствии с

гипотезой сохранения векторного тока  $\mu(\vartheta^2) = 4,60$ ; результат сравнения с экспериментом

$$\frac{F_A^{(\mu)}}{F_A^{(p)}} = 1,04 \begin{matrix} +0,07 \\ -0,10 \end{matrix} \quad (7.38)$$

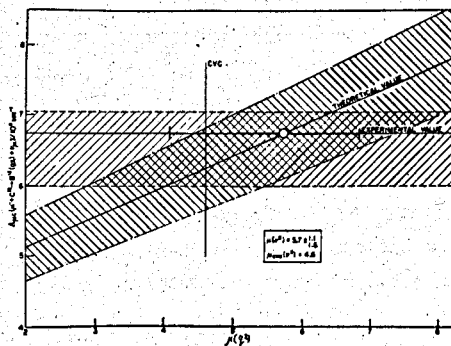


Рис. 40. Расчет вероятности захвата  $\mu$ -мезонов углеродом  $^{12}C$ ; полагается  $F_A^{(\mu)}/F_A^{(p)} = 1$ .

Во втором случае принято  $F_A^{(\mu)} = F_A^{(p)}$  и  $5 \leq g_0/g_A \leq 28$ ; результат -

$$\mu(\vartheta^2) = 5,7 \begin{matrix} +1,1 \\ -1,6 \end{matrix} \quad (7.39)$$

Приведенные результаты (они практически не отличаются от того, что получили ранее Морита и Фуджиц<sup>/34/</sup>, Фламманд и Форд<sup>/122/</sup> и др.; см. гл. IV) подтверждают "теоретические" значения констант (I.57).

Кроме случаев  $\mu$ -захвата в  $He^3$  и  $Cl^{12}$ , Ким и Примаков в том же духе рассмотрели захват мюонов ядрами  $Li^6$  с образованием ядра  $He^6$  в основном состоянии<sup>/226/</sup>.

Подведем общие итоги рассмотрения феноменологического подхода. Как видно из изложенного, в теории  $\mu$ -захвата сложные ядра выступают в качестве "элементарных" частиц только при наличии дополнительных предположений о структуре этих ядер. В общем случае формфакторы, характеризующие слабое взаимодействие сложных ядер, не сводятся к другим, оп-

ределяемым непосредственно на опыте величинам. Даже в рамках импульсного приближения, позволяющего раскрыть структуру этих формфакторов, имеющихся экспериментальных данных недостаточно, чтобы обойтись без прямых модельных расчетов. Таким образом, строгий феноменологический подход оказывается пока невозможным.

В то же время рассмотренные выше работы /226-228/ показывают путь наиболее эффективного использования ядерных моделей в рамках некоего полуфеноменологического подхода. Модельные волновые функции используются непосредственно только при вычислении некоторых второстепенных слагаемых в ядерных матричных элементах. Главная же роль моделей заключается в том, что на их основе проводится выделение из этих матричных элементов наиболее существенных частей, которые далее не вычисляются, а берутся из других экспериментов.

Отметим в заключение, что в рамках таких общих концепций, как импульсное приближение, в принципе не исключена возможность построить чисто феноменологическую теорию  $\mu$ -захвата. По-видимому, имеет смысл (например, опять для реакции  $C^{12}(\mu^-, \nu) B^{12}$ ) поставить задачу о "полном опыте", который позволил бы получить не только основные матричные элементы типа  $[101]$ , но и все второстепенные - типа  $[121]$ ,  $[111P]$ ,  $[011P]$  и др. В такой "полный опыт", наряду с рассеянием электронов,  $\beta$ -распадом и  $\gamma$ -переходами, придется включить также измерения вероятностей парциальных переходов в процессе фоторождения  $\pi$ -мезонов на соответствующих ядрах  $^{12}O$ , а также сложные поляризационные и корреляционные измерения.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. D.H.Wilkinson. Proc. Phys. Soc. 80, 997 (1962); УФН 84, 451 (1964).
2. J.Tiomno, J.A.Wheeler. Revs. Modern Phys. 21, 153 (1949).
3. H.Primakoff. Revs. Modern Phys. 31, 802 (1959).
4. H.A.Tolhoek. Selected Topics in Nuclear Theory. Int.Atomic Energy Agency, Vienna, 1963, p.343.
5. R.H.Dalitz. Proc. Roy. Soc. A285, 229 (1965).
6. R.P.Feynman, M.Gell-Mann. Phys. Rev. 109, 193 (1958).
7. E.C.G.Sudarshan, R.E.Marshak. Phys. Rev. 109, 1860 (1958).
8. C.S.Wu. Revs. Modern. Phys. 36, 618 (1964).
9. R.J.Blin-Stoyle, S.C.K.Nair, S.Papageorgiou. Proc. Phys. Soc. 85, 477 (1965).
10. A.N.Sosnovsky, P.E.Spivak, Yu.A.Prokofiev, I.E.Kutikov, Yu.P.Dobrinin. Nucl. Phys. 10, 395 (1959).
11. C.P.Bhalla. Phys.Letters 19, 691 (1966).
12. R.J.Blin-Stoyle. Proc.Rutherford Jubilee Int.Conf. Manchester (1961), p.677.
13. S.L.Adler. Phys.Rev.Letters, 14, 1051 (1965).
14. W.S.Weisberger. Phys.Rev.Letters 14, 1047 (1965).
15. T.E.O.Ericson. Proc. XII Int.Conf. on High Energy Physics, Dubna, 1964, vol.2, p.204.
16. С.С.Герштейн, Я.Б.Зельдович. ЖЭТФ 29,698 (1955).
17. М.В.Терентьев. ЖЭТФ 44, 1320 (1963).
18. E.Feenberg, H.Primakoff. Phil. Mag. 3 (8), 328 (1958).
19. A.F.Dunaitsev, V.I.Petrukhin, Yu.D.Prokoshkin, V.I.Rykalin, Phys. Letters I, 138 (1962).
20. P.Depommier, J.Heintze, A.Mukhin, C.Rubbia, V.Soergel, K.Winter, Phys. Letters 2, 23 (1962).
21. R.Bacastow, T.Elioff, R.Larsen, C.Wiegand, T.Ypsilantis. Phys. Rev. Letters 2,400(1962).
22. S.D.Drell, F.Zachariasen, Electromagnetic Structure of Nucleons. Oxford, 1961.
23. R.Hofstadter, R.Herman. Phys. Rev. Letters 6, 293 (1961).
24. C.de Vries, R.Hofstadter, A.Johansson. Proc. of Stanford University Conference on Nucleon Structure, 1963.
25. M.L.Goldberger, S.B.Treiman. Phys.Rev. 110, 1478 (1958).
26. M.L.Goldberger, S.B.Treiman. Phys.Rev. 111, 354 (1958).
27. J.C.Taylor, Phys.Letters 11, 77 (1964).
28. L.Wolfenstein. Nuovo Cimento 8, 882 (1958).
29. Y.Nambu. Phys. Rev.Letters 4, 380 (1960).
30. J.Bernstein, S.Fubini, M.Gell-Mann, W.Thirring. Nuovo Cimento 17, 757 (1960).

31. Л.Б.Окунь. Слабые взаимодействия элементарных частиц. Физматгиз, Москва, 1963.
32. S.Weinberg. Phys. Rev. 112, 1375 (1958).
33. A.Fujii, H.Primakoff. Nuovo Cimento 12, 327 (1959).
34. M.Morita, A.Fujii. Phys. Rev. 118, 606 (1960).
35. J.R.Luyten, H.P.C.Rood, M.A.Tolhoek. Nucl. Phys. 41, 236 (1963).
36. J.Fujita, Z.Matamoto, E.Kuroboshi, H.Miyazawa. Prog.Theor.Phys. 20, 308 (1958).
37. R.Kobayashi. Prog. Theor. Phys. 32, 750 (1964).
38. M.Bertero, G.Passatore, G.A.Viano. Nuovo Cimento 38, 1669 (1965).
39. J.S.Bell, R.J.Blin-Stoyle. Nucl.Phys. 6, 87 (1957).
40. R.J.Blin-Stoyle, S.Papageorgiou. Phys.Letters 14, 343 (1965).
- 41. А.О.Вайсенберг. М $\pi$ -мезон. Изд-во "Наука", Москва, 1964.
42. I.M.Shmushkevich. Nucl.Phys. 11, 419 (1959).
43. В.А.Джрбашян. ЖЭТФ 36, 277 (1959).
44. R.A.Mann, M.E.Rose. Phys. Rev. 121, 293 (1961).
- 45. А.Е.Игнатенко, Л.Б.Егоров, Б.Халупа, Д.Чултэм. ЖЭТФ 35, 1131 (1958).
- 46. A.Astbury, P.M.Hattersley, M.Hussain, M.A.R.Kemp, H.Muirhead, T.Woodhead. Proc. Phys.Soc. 78, 1144 (1961).
- 47. V.S.Evseev, V.S.Roganov, V.A.Chernogorova, Chang Run-Hwa, M.Szymozak. Phys.Letters 6, 332 (1963).
48. H.Ubergall. Phys. Rev. 114, 1640 (1959).
49. E.Lubkin. Phys. Rev. 119, 315 (1960).
50. А.П.Бухвостов, И.М.Шмушкевич. ЖЭТФ 41, 1895 (1961).
51. А.П.Бухвостов, Н.П.Попов. ЖЭТФ 46, 1842 (1964).
52. R.Winston. Phys. Rev. 129, 2766 (1963).
53. V.L.Telegdi. Phys. Rev. Letters 3, 59 (1959).
54. И.М.Шмушкевич. ЖЭТФ 36, 953 (1959).
55. Г.Е.Пустовалов. ЖЭТФ 36, 1806 (1959).
56. J.C.Sens. Phys.Rev. 113, 679 (1958).
57. J.A.Wheeler. Revs.Modern Phys. 21, 133 (1949).
58. Г.Я.Коренман, Р.А.Эрашян. Препринт ОИЯИ Р-1160, Дубна, 1962.
59. Г.Я.Коренман, Р.А.Эрашян. Препринт ОИЯИ Р-2063, Дубна, 1965.
60. Р.А.Эрашян. Диссертация. Дубна, 1965.
61. J.D.Jackson, S.V.Treiman, H.W.Wyld. Phys.Rev. 107, 327 (1957).
62. И.С.Шапино, Л.Д.Блохинцев. ЖЭТФ 37, 760 (1959).
63. Н.П.Попов. ЖЭТФ 44, 1679 (1963).
64. Г.М.Букат, Н.П.Попов. ЖЭТФ 46, 1782 (1964).

65. Z.Oziewicz, N.P.Popov. Phys. Letters 12, 273 (1965).
66. Я.Б.Зельдович, С.С.Герштейн. ЖЭТФ 35, 649 (1958).
67. Я.Б.Зельдович, С.С.Герштейн. УФН 71, 581 (1960).
68. S.Weinberg. Phys.Rev.Letters 4, 575 (1960).
69. J.B.Adams. Phys.Rev. 126, 1567 (1962).
70. A.Fujii. Nuovo Cimento 27, 1025 (1963).
71. E.Bertolini, A.Citron, G.Gialanella, S.Focardi, A.Mukhin, G.Rubbia, S.Saporetta.  
Proc. 1962 Int.Conf. on High Energy Phys. (CERN, 1962), p.421.
72. R.H.Hildebrand. Phys.Rev.Letters 8, 34 (1962).
73. R.H.Hildebrand, J.H.Doede. Proc. 1962. Int. Conf. on High Energy Physics  
( CERN, 1962 ), p. 418.
74. E.Bleser, L.Lederman, J.Rosen, J.Rothberg, E.Zavattini, Phys.Rev.Letters 8, 288(1962).
75. S.Focardi, G.Gialanella, C.Rubbia, F.Saporetta. Proc. Int. Conf. on Fundamental  
Aspects of Weak Interaction ( BNL, 1963 ), p.280.
76. J.H.Doede, R.H.Hildebrand. Proc. Int. Conf. on Fundamental Aspects of Weak  
Interaction ( BNL, 1963).
77. J.Rothberg. Thesis, Columbia University, Nevis Report, 1963, p. II6.
78. H.Ohtsubo, A.Fujii. Nuovo Cim. 42, 109 (1966).
79. A.Halpern. Phys.Rev. 135, A34 (1964).
80. W.R.Wessel, P.Phillipson. Phys. Rev. Letters 13, 23 (1964).
81. A.Halpern. Phys. Rev. Letters 13, 660 (1964).
82. P.K.Kabir. Phys. Letters 14, 257 (1965).
83. R.G.Sachs. Nuclear Theory ( Addison-Wesley Publishing Company, Ino. Cambridge,  
Massachusetts, 1953 ), p.180.
84. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика. Физматгиз, 1963, Москва.
85. L.I.Schiff. Phys. Rev. 133, B802 (1964).
86. B.F.Gibson, L.I.Schiff. Phys. Rev. 138, B26 (1965).
87. M.Verde, Handbuch der Physik, Vol. 39, 1957.
88. Б.В.Струминский. ЖЭТФ 47, 1147 (1964).
89. A.Fujii. Phys. Rev. 118, 870 (1960).
90. C.Werntz. Nucl. Phys. 16, 59 (1960).
91. L.Wolfenstein. Proc. Int. Conf. on High Energy Nucl. Phys. Geneva, 1962, p.821.
92. A.F.Yano. Phys. Rev. Letters 12, 110 (1964).
93. I.Duck. Nucl.Phys. 25, 27 (1962).
94. R.J.Oakes. Phys. Rev. 136, B1848 (1964).
95. О.А.Займидорога, Б.В.Струминский, Р.М.Суляев, И.В.Фаломкин, В.М.Цупко-Ситников,



- Ю.А.Щербаков. ЭТФ 48, 1594 (1965).
96. A.Bietti. Nuovo Cimento 37, 337 (1965).
97. H.Wahsweiler. Zelt.Phys. 172, 375 (1963).
98. R.Pasoual. Phys. Letters 19, 221 (1965).
99. J.Irving. Phil. Mag. 42, 338 (1951).
100. T.Kikuta, M.Morita, M.Yamada. Prog. Theor. Phys. 15, 222 (1956).
101. H.J.Mang, W.Wild. Zeit. Phys. 154, 182 (1963).
102. J.C.Gunn, J.Irving. Phil. Mag. 42, 1353 (1951).
103. J.C.Gunn, J.Irving. Phil. Mag. 42, 1353 (1951).
104. H.Collard, R.Hofstadter, A.Johnasson, R.Parks, M.Ryneveld, A.Walker, M.R.Yearian, R.B.Day, R.T.Wagner. Phys. Rev. Letters 11, 132 (1963).
105. О.А.Займидорога, М.М.Кулюкин, Р.М.Суляев, И.В.Фаломкин, А.И.Филиппов, В.М.Цупко-Ситников, Ю.А.Щербаков. ЭТФ 48, 1267 (1965).
106. О.А.Займидорога, М.М.Кулюкин, Б.Понтекорво, Р.М.Суляев, И.В.Фаломкин, А.И.Филиппов, В.М.Цупко-Ситников, Ю.А.Щербаков. ЭТФ 44, 389 (1963); ЭТФ 43, 355 (1962); Phys.Lett.2, 229.
107. L.B.Auerbach, R.J.Esterling, R.E.Hill, D.A.Jenkins, J.T.Laoh, N.H.Lipman, Phys. Rev. Letters 11, 23 (1963); Phys. Rev. 138, B127 (1965).
108. R.Edelstein, D.Clay, J.W.Keuffel, R.Wagner. Int.Conf. on Weak Interaction, Brookhaven, 1963, p.303; Phys. Rev. 140, B586 (1965).
109. Г.Я.Коренман, Р.А.Срамжян. ЭТФ 45, 1111 (1963).
110. F.Ajzenberg, T.Lauritsen. Nuol. Phys. 11, 1 (1959).
111. H.Uberall. Phys. Rev. 116, 218 (1959).
112. Tsin Tchen Zhuj. Scientia Sinica. 13, 337 (1964).
113. A.Lodder, C.C.Jonker. Phys.Letters 15, 245 (1965).
114. S.Cohen, D.Kurath. Nuol. Phys. 73, 1 (1965).
115. A.R.Bodmer, S.S.Ali. Nuol. Phys. 40, 463 (1963).
116. D.F.Jackson. Proo.Phys.Soc. 72, 1041 (1962).
117. J.Delorme. Nuovo Cimento 32, 1360 (1964).
118. J.F.Dawson, J.D.Walecka. Annals of Phys. 22, 133 (1963).
119. А.Н.Бояркина. Известия АН СССР 28, 337 (1964).
120. В.В.Балашов, Г.Я.Коренман, Т.С.Мачарадзе. Ядерная физика I, 668 (1965).
121. L.Wolfenstein. Nuovo Cimento 13, 319 (1959).
122. G.Flamand, K.W.Ford. Phys. Rev. 116, 1991 (1959).
123. V.Gillet, D.A.Jenkins. Phys. Rev. 140, B32 (1965).
124. T.N.K.Godfrey. Phys. Rev. 92, 512 (1953); Thesis Princeton University, New Jersey (1954).

- I25. J.O.Burgman, J.Fischer, B.Leontic, A.Lundby, R.Meunier, J.R.Stroct, J.D.Teja. Phys. Rev. Letters 1, 469 (1958).
- I26. H.V.Argo, F.B.Harrison, H.W.Kruse, A.J.McGuire. Phys.Rev. 114, 626 (1959).
- I27. B.L.Bloch. Thesis Carnegie Institute of Technology, Report NYO-9280 (1960).
- I28. J.G.Fetkovich, T.H.Fields, R.L.Mc lwin. Phys. Rev. 118, 319 (1960).
- I29. G.T.Reynolds, D.B.Searl, R.A.Swanson, J.R.Waters, R.A.Zdanis. Phys. Rev. 129, 1790 (1963).
- I30. E.J.Maier, R.M.Edelstein, R.T.Siegel. Phys. Rev. 133, B663 (1964).
- I31. L.R.Elton. Nuclear Sizes. Oxford, 1961.
- I32. M.Morita, D.Greenberg. Phys. Rev. 119, 435 (1960).
- I33. R.Cohen, S.Devons, A.D.Kanaris. Phys. Rev. Letters 11, 134 (1963); Nuclear Physics 27, 255 (1964).
- I34. A.Astbury, L.B.Auerbach, D.Cutts, R.J.Esterling, B.A.Jenkins, N.H.Lipman, R.E.Shafer. Nuovo Cimento 33, 1020 (1964).
- I35. И.С.Шапиро, Л.Д.Блохинцев. ЖЭТФ 39, 1112 (1960).
- I36. В.В.Балашов, В.Б.Беляев, Р.А.Эрамян. Препринт ОИЯИ Р-887, Дубна, 1962.
- I37. T.Ericson, J.Sens. Preprint CERN, 1961.
- I38. J.P.Elliott, B.H.Flowers. Proc. Roy. Soc. A242, 57 (1957).
- I39. G.E.Brown, L.Castillejo, J.A.Evan, Nucl. Phys. 22, 1 (1961).
- I40. V.V.Balashov, V.G.Shevchenko, N.P.Yudin. Nucl. Phys. 27, 323 (1961).
- I41. V.Gillet, N.Vinh-Mau. Nucl.Phys. 54, 321 (1964); Nucl. Phys. 57, 698 (1964).
- I42. H.P.C.Rood, Preprint CERN 65/1417/6 - Th.613, 1965.
- I43. T.Ericson, J.C.Sens, H.P.C.Rood. Nuovo Cimento 34, 51 (1964).
- I44. H.P.C.Rood, Thesis University of Groningen, Netherand, 1964.
- I45. В.В.Балашов. Диссертация, Дубна, 1964.
- I46. T.DeForest, J.D.Walecka, G.Vanpraet, W.C.Barber. Phys. Letters 16, 311 (1965).
- I47. V.L.Telegdi. Phys. Rev. Letters 8, 327 (1962).
- I48. M.Eckhause, T.A.Phillippas, E.R.B.Sutton, R.E.Welsh. Phys. Rev. 132, 422 (1963).
- I49. K.Huang, C.N.Yang, T.D.Lee. Phys. Rev. 108, 1340 (1957).
- I50. G.K.Manacher, L.Wolfenstein. Phys. Rev. 116, 782 (1959).
- I51. J.Bernstein. Phys. Rev. 115, 694 (1959).
- I52. G.A.Lobov. Nucl. Phys. 43, 430 (1963).
- I53. Г.А.Лобов, И.С.Шапиро. ЖЭТФ 43, 1821 (1962).
- I54. Г.А.Лобов. ЖЭТФ 45, 713 (1963).
- I55. G.J.Opat. Report, University of Pennsylvania (1964).

156. H.P.C.Rood, H.A.Tolhoek. Nuclear Physios 70, 658 (1965).
157. M.Conversi, R.Diebold, D.di Lella. Phys. Rev. 136, B1077 (1964).
158. V.S.Evseev, V.S.Roganov, V.A.Chernogorova, M.M.Szymczak, Chang Run-Hwa. Proc. 1962 Int. Conf. on High Energy Physios, Geneva, 1962, p.425.
159. A.Astburij, J.H.Bartley, I.M.Blair, M.A.R.Kemp, H.Muirhead, T.Woodhead. Proc. Phys. Soc. 72, 1011 (1962).
160. V.Telegdi. Proc. 1960 Annual Int. Conf. on High Energy Phys. Rochester, 1960, p.713.
161. В.С.Евсеев, В.И.Комаров, В.З.Куш, В.С.Роганов, В.А.Черногорова, М.М.Шимчак. ЖЭТФ 41, 306 (1961); Acta Phys. Polonica 21, 313 (1962).
162. И.С.Шапиро, Э.И.Долинский, Л.Д.Блохинцев. Nucl. Phys. 4, 273 (1957).
163. Л.Д.Блохинцев, Э.И.Долинский. ЖЭТФ 34, 759 (1958); 35, 1488 (1958).
164. М.К.Акимова, Л.Д.Блохинцев, Э.И.Долинский. ЖЭТФ 39, 1806 (1960).
165. E.Lubkin. Ann. Phys. II, 414 (1960).
166. M.A.Preston, Physios of the Nucleus. Addison-Wesley, Publishing Company, Massachusetts, 1962.
167. В.В.Балашов, Н.М.Кабачник, Р.А.Эрамлян. Доклад на У Всесоюзной межвузовской конференции по теории элементарных частиц. Ужгород, 1963.
168. Н.М.Кабачник. Дипломная работа. Дубна, 1962.
169. V.V.Balashov, V.B.Bellaev, R.A.Eramlian, N.M.Kabachnik. Phys. Letters, 2, 168 (1964).
170. V.S.Evseyev, V.A.Chernogorova, F.Kilbinger, V.S.Roganov, M.Szymohak. Preprint E-2516, Dubna, 1965;
- V.S.Evseyev, Chang Run Hwa, V.A.Chernogorova, V.S.Roganov, M.Szymohak. Preprint E-2517, Dubna, 1965.
171. E.W.Anderson. Preprint, Nevis 196, 1965.
172. M.L.Yovnovich, V.S.Evseev. Phys. Letters 6, 333 (1963).
173. D.E.Hagge, J.S.Baijal, J.A.Diaz, S.N.Kaplan, R.V.Pyle. Preprint 1965.
174. B.Macdonald, J.A.Diaz, S.N.Kaplan, R.V.Pyle. Phys. Rev. 139, B1253 (1965).
175. J.M.B.Lang. Proc. Phys. Soc. A65, 995 (1952).
176. P.Singer. Nuovo Cimento 23, 669 (1962).
177. P.Singer. Phys. Rev. 124, 1602 (1961).
178. H.Morinaga, W.F.Fry. Nuovo Cimento 10, 308 (1953).
179. C.Ishii. Prog. Theor. Phys. 21, 663 (1959).
180. G.F.Chew, M.L.Goldberger. Phys. Rev. 77, 470 (1950).
181. K.G.Dedrick. Phys. Rev. 100, 58 (1955).
182. J.S.Levinger. Phys. Rev. 84, 43 (1951).
183. А.Рудик. ДАН СССР. 92, 739 (1953).

184. H.Uberall, L.Wolfenstein. *Nuovo Cimento* 10, 136 (1958).
185. I.T.Wang. *Phys. Rev.* 139, B1539 (1965).
186. А.О.Вайсенберг, Э.Д.Колганов, Н.В.Рабин. *Ядерная физика*, 1, 652 (1965).
187. T.R.Stenard. *Phys. Rev. Letters* 4, 523 (1960).
188. D.Kotelchuck. *Nuovo Cimento* 34, 27 (1964).
189. Ю.В.Орлов. *ЖЭТФ* 42, 247 (1962).
190. W.T.Pinkston, G.R.Satchler. *Nucl. Phys.* 27, 270 (1961).
191. S.Natano. *Progr. Theor. Phys.* 24, 418 (1960).
192. В.В.Балашов, А.Ф.Тулинов. *ЖЭТФ* 43, 702 (1962).
193. H.Uberall. *Phys. Rev.* 139, B1239 (1965).
194. H.Uberall. *Nuovo Cimento* 38, 669 (1965).
195. H.Uberall. Invited talk at the Williams burg Conference on Intermediate Energy Physics, 1966.
196. В.В.Балашов, Л.Майлинг, Л.А.Рамазанова, К.В.Шитикова, Е.Л.Ядровский. *Известия АН СССР*, 29, 1177 (1965).
197. В.В.Балашов, Р.А.Эрамян. Доклад на VI Всесоюзной межвузовской конференции по теории элементарных частиц. Ужгород, 1965.
198. В.В.Балашов, П.Долешал, Г.Я.Коренман, В.Л.Коротких, В.Н.Фетисов. *Ядерная физика*, 2, 643 (1965).
199. R.Klein, L.Wolfenstein. *Phys. Rev. Letters* 9, 408 (1962).
200. J.S.Bell, J.Lovseth. *Nuovo Cimento* 32, 433 (1964).
201. B.Goulard, G.Goulard, H.Primakoff. *Phys. Rev.* 131, B186, 1964.
202. R.Klein, T.Neal, L.Wolfenstein. *Phys. Rev.* 138, B86 (1965).
203. J.R.Luyten, H.A.Tolhoek. *Nucl. Phys.* 70, 641 (1965).
204. Г.Г.Бунатян. Вычисление вероятности  $\mu$ -захвата. В книге А.Б.Мигдала "Теория конечных Ферми-систем и свойства атомных ядер." Изд-во "Наука", Москва, 1965.
205. L.L.Foldy, J.D.Walecka. *Nuovo Cimento* 34, 1026 (1964).
206. S.Fallieros, R.Ferrell, M.K.Pal. *Nucl. Phys.* 12, 363 (1960).
207. M.Goldhaber, E.Teller. *Phys. Rev.* 74, 1046 (1948).
208. J.Goldemberg, Y.Torizuka, W.C.Barber, J.D.Walecka. *Nucl. Phys.* 43, 242 (1963).
209. D.M.Brink. *Nucl. Phys.* 4, 215 (1960).
210. G.R.Bishop, D.B.Isabelle. *Nucl. Phys.* 45, 209 (1963).
211. E.Wigner. *Phys. Rev.* 51, 106 (1937).
212. B.F.Bayman. *Some Lectures on Groups and their Applications to Spectroscopy*, 1957.

213. F.H.Lewis. Phys. Rev. 134, B331 (1964).
214. F.H.Lewis, J.D.Walecka. Phys. Rev. 133, B849 (1964).
215. A.Lodder, C.C.Jonker. Phys. Letters 18, 310 (1965).
216. S.Costa, S.Ferroni, V.Wataghin, R.Malvano. Phys. Letters 4, 308 (1963).
217. Е.Б.Бажанов, А.П.Комар, А.В.Куликов. ЖЭТФ 46, 1497 (1964).
218. T.DeForest. Phys. Rev. 139, B1217 (1965).
219. А.Н.Горбунов, В.А.Осипова. ЖЭТФ 43, 40 (1962).
220. В.В.Балашов, В.Г.Шевченко, Н.П.Юдин. ЖЭТФ 41, 1929 (1961).
221. V.V.Balashov. Report Int. Conf. on Light Nuclei. Rossendorf, 1966.
222. H.Feshbach. Ann. of Phys. 2, 357 (1958).
223. H.Feshbach. Ann. of Phys. 19, 287 (1962).
224. Э.Я.Михлин, В.С.Ставинский. Атомная энергия 8, 141 (1960).
225. J.Barlow, J.C.Sens, P.J.Duok, M.A.R.Kemp. Phys. Letters 9, 84 (1964).
226. C.W.Kim, H.Primakoff. Phys. Rev. 140, B566 (1965).
227. A.Fujii, Y. Yamaguchi. Progr. Theor. Phys. 31, 107 (1964).
228. W.Drechsler, B.Stech. Zeit. Phys. 178, 1 (1964).
229. L.L.Foldy, J.D.Walecka. Phys. Rev. 140, B1339 (1965).
230. D.Kurath. Phys. Rev. 134, B1025 (1964).