

**ЛЕТНЯЯ ШКОЛА**  
**по**  
**ПРОБЛЕМАМ ТЕОРИИ**  
**ЭЛЕМЕНТАРНЫХ**  
**ЧАСТИЦ**

**Кяярику 1965**

**1**

**М-ЗАХВАТ**

640

1 X  
A-10479 II

Институт физики и астрономии АН Эстонской ССР

---

Л Е Т Н Я Я Ш К О Л А

п о

П Р О Б Л Е М А М

Т Е О Р И И Э Л Е М Е Н Т А Р Н Ы Х Ч А С Т И Ц

К я я р и к у

А в г у с т 1965

І часть

μ - З А Х В А Т

*P. Kew.*  
*19. IV 67.*

Т а р т у 1966

PROCEEDINGS OF THE 1965-SUMMER SCHOOL  
ON ELEMENTARY PARTICLE PHYSICS

held at Kääriku, Estonian SSR

August 16-29, 1965

Volume 1

MUON CAPTURE

Tartu Riikliku Ülikooli  
Raamatukogu

499455

---

Редакционная коллегия: П. Кард, М. Кийв, Я. Лихтус  
(ответственный редактор), Л. Палги, Х. Мйглане.

С 16 по 28-е августа 1965 г. на спортивной базе Кяярику состоялась летняя школа по теории элементарных частиц. Школа была организована Институтом физики и астрономии АН Эстонской ССР и Тартуским Государственным Университетом. В школе принимали участие ученые из Алма-Аты, Днепропетровска, Дубны, Душанбэ, Минска, Москвы, Ужгорода и Харькова. Впервые в истории эстонской физики проблемы теории элементарных частиц обсуждались на столь высоком уровне.

Мы очень благодарны всем лекторам школы, а также всем участникам семинарских дискуссий. Мы надеемся, что в ряду других, уже традиционных школ и конференций по физике элементарных частиц в Советском Союзе, и школа в Тарту-Кяярику приобетет свое место.

Тематика школы была посвящена проблемам слабых взаимодействий,  $M$ -захвата и систематики элементарных частиц. В настоящем сборнике, который выходит в 4-х выпусках, собраны все основные лекции и семинарские доклады школы.

#### Х. Ыйглане

Зам. директора по научной работе  
Института физики и астрономии  
АН Эстонской ССР

## СО Д Е Р Ж А Н И Е

<u>В.В. Балашов, Р.А. Эрамжян.</u> Физика слабых взаимодействий и ядерный $\mu$ -захват .....	5
<u>А.Е. Игнатенко.</u> Процессы, происходящие в тяжелых $\mu$ -мезоатомах при их образовании ....	109
<u>Г.А. Лобов.</u> Радиационный захват $\mu$ -мезонов ядрами .....	135

## C O N T E N T S

<u>V.V. Balashov, R.A. Eramjian,</u> Weak interactions and nuclear $\mu$ -capture ...	5
<u>A.E. Ignatenko.</u> Processes in heavy $\mu$ -mesic atoms .....	109
<u>G.A. Lobov.</u> Radiative $\mu$ -capture .....	135

В.В.Балашов, Р.А.Эрамбян

ФИЗИКА СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ  
И  
ЯДЕРНЫЙ  $\mu$ -ЗАХВАТ



О Г Л А В Л Е Н И Е

I. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ.  
ЭФФЕКТИВНЫЙ ГАМИЛЬТониАН  $\mu$  - ЗАХВАТА.

§1. Гипотеза универсального Ферми-взаимодействия (УВФ) . . . . .	II
§2. Гипотеза сохраняющегося векторного тока . . . . .	I3
§3. Следствия гипотезы сохраняющегося векторного тока. "Слабый магнетизм" . . . . .	I6
§4. Перенормировка аксиального тока. "Наведенный псевдоскаляр" . . . . .	I9
§5. $G$ -инвариантность токов. Вопрос о наведенном скалярном и наведенном тензорном взаимодействии. . . . .	24
§6. Эффективный гамильтониан $\mu$ -захвата . . . . .	26
§7. Вопросы перенормировки слабого взаимодействия в ядре . . . . .	30

II. О  $\mu$  - МЕЗОАТОМНЫХ ПРОЦЕССАХ.

§1. Поляризация и деполяризация $\mu$ -мезонов. . . . .	32
§2. Заселение уровней сверхтонкой структуры мезоатома. . . . .	34
§3. Спиновая матрица плотности мезоатома . . . . .	35
§4. Волновая функция $\mu$ -мезона на $K$ -орбите . . . . .	36

III. ФОРМАЛЬНАЯ ТЕОРИЯ  $\mu$  - ЗАХВАТА.

§1. Ядерные матричные элементы <sup>x)</sup> . . . . .	38
§2. Классификация переходов. . . . .	45
§3. Спиновая матрица плотности конечного ядра <sup>x)</sup> . . . . .	48
§4. Вероятность разрешенных и запрещенных переходов . . . . .	49

§5. Угловое распределение ядер отдачи при захвате частично поляризованных $\mu$ -мезонов . . .	51
§6. Поляризация ядер отдачи . . . . .	53

IV. -ОСНОВНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  $\mu$  - ЗАХВАТА

§1. Захват мюонов водородом . . . . .	55
§2. Захват мюонов ядрами $\text{He}^3$ . . . . .	57
§3. Захват мюонов ядрами . . . . .	64
§4. Захват мюонов ядрами $\text{C}^{12}$ . . . . .	67
§5. Захват мюонов ядрами $\text{O}^{16}$ . . . . .	72
§6. О возможностях изучения парциальных переходов при захвате $\mu$ -мезонов легкими ядрами.	78
§7. Измерение полной вероятности захвата. . .	80
§8. Радиационный захват. . . . .	81
§9. Изучение продуктов распада ядер при $\mu$ -захвате . . . . .	84
ЛИТЕРАТУРА. . . . .	87
ТАБЛИЦЫ. . . . .	94
РИСУНКИ. . . . .	100

В настоящее время принято рассматривать эксперименты по  $\mu$ -захвату с двух точек зрения. С одной стороны, они дополняют сведения о свойствах слабых взаимодействий, известные из  $\beta$ -распада и ряда элементарных процессов. С другой - эти эксперименты могут быть, в принципе, использованы для решения специфических ядерных проблем. Конечно, такое деление очень условно. Ряд вопросов, связанных с захватом мюонов сложными ядрами, не имеет в настоящее время даже приблизительного решения, и совсем не ясно, "повинна" ли в этом ядерная физика или мы неверно представляем себе взаимодействие мюонов с нуклонами в ядерном веществе.

В данных лекциях мы не будем разбирать этих специальных вопросов, где, по крайней мере, необходимо подключение очень большого специального материала по ядерной физике. Очевидно, нашу аудиторию больше интересует другой вопрос: каковы те сведения о слабых взаимодействиях, которые уже можно извлечь из опытов по  $\mu$ -захвату? Другая сторона вопроса - насколько надежны эти сведения, т.е. насколько свободна интерпретация соответствующих экспериментов от предположений о структуре ядер?

В соответствии с поставленной задачей мы не будем касаться вопроса о расчетах полной вероятности захвата - точность таких вычислений до сих пор невелика и, во всяком случае, хуже, чем это надо для определения констант взаимодействия. Мы полностью опустим очень интересные и волнующие эксперименты по изучению распада ядер при  $\mu$ -захвате.

Мы сконцентрируем свое основное внимание вокруг анализа парциальных переходов в легких ядрах, слегка коснемся ряда корреляционных и поляризационных экспериментов и по ходу дела постараемся обсудить возможности

чисто феноменологического (не связанного с использованием ядерных волновых функций) подхода к описанию  $\mu$ -захвата<sup>х)</sup>.

---

<sup>х)</sup> Более широкий охват проблем захвата мюонов сложными ядрами дан в обзоре [1], который сейчас готовится к печати.

I - ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ.  
ЭФФЕКТИВНЫЙ ГАМИЛЬТониАН  $\mu$ -ЗАХВАТА.

§I. Гипотеза универсального Ферми-взаимодействия  
(УВФ)

В 1958 году Фейнман и Гелл-манн [2], Сударшан и Маршак [3] предложили теорию универсального взаимодействия Ферми (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:

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

Гамильтониан  $\mu$ -e распада имеет вид

$$g(\bar{\Psi}_e (1-\gamma_5) i\gamma_\lambda \Psi_\nu)(\bar{\Psi}_\nu (1-\gamma_5) i\gamma_\lambda \Psi_\mu) \quad (2)$$

Все экспериментальные данные по распаду мюона согласуются со следствиями гипотезы V-A взаимодействия (см., например, [14,5]). Поправки, которые следует внести в теорию  $\mu$ -распада, построенную исключительно на "затравочном" взаимодействии (2), вызываются лишь взаимодействием участвующих в процессе (1) заряженных частиц с электромагнитным полем. Эти радиационные поправки невелики и их учет не приводит к существенной "перенормировке" констант, характеризующих взаимодействие

"голых" фермионов.

В процессах  $\beta$ -распада нуклонов и захвата нуклонами (ядрами) электронов 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

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

имеет вид

$$H_{\beta} = g_V^{(\beta)} \{ \bar{\Psi}_p (1 - R \gamma_5) i \gamma_{\lambda} \Psi_n \} \{ \bar{\Psi}_e (1 - \gamma_5) i \gamma_{\lambda} \Psi_{\nu} \}, \quad (4)$$

где  $R = -g_A/g_V$  для "голых" частиц должно было бы равняться  $+1$ . В действительности, как известно<sup>х)</sup>, [6]

$$R = - \frac{g_A^{(\beta)}}{g_V^{(\beta)}} = 1,18. \quad (5)$$

С учетом возможных перенормировок, обусловленных сильным взаимодействием, соотношение (5) не представляется удивительным<sup>хх)</sup>. Скорее удивительно другое -

<sup>х)</sup> До сих пор остается заметный разброс в величине  $g_A$  даваемой различными авторами [6,7]. В значительной мере это связано с выбором оценок радиационных поправок.

<sup>хх)</sup> Недавно Адлер [8] и независимо Вайсбергер [9] показали, что связь констант  $g_A^{(\beta)}$  и  $g_V^{(\beta)}$  может быть установлена из весьма общих соображений. Полученная ими величина  $R = 1.24$  хорошо согласуется с экспериментальным значением (5).

константа векторного взаимодействия  $\beta$ -распада  $g_V^{(\beta)}$  оказывается (как это, согласно теории УЗФ, должно было быть для "голых" частиц) с хорошей точностью, равной векторной константе в  $\mu$ -распаде

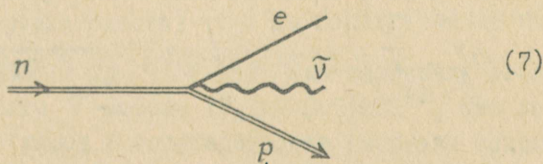
$$g_V^{(\beta)} \approx g. \quad (6)$$

Является ли соотношение (6) отражением какого-то общего для всех слабых взаимодействий закона, справедливого, в частности, и для  $\mu$ -захвата, или же оно есть "случайный" результат действия различных факторов, приводящих по-отдельности к перенормировке  $g_V^{(\beta)}$ , но в итоге компенсирующих друг друга?

## § 2. Гипотеза сохраняющегося векторного тока.

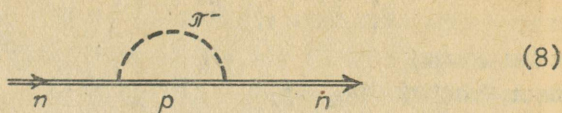
Еще в 1955 году Герштейн и Зельдович заметили [10], что если бы слабое взаимодействие было векторным и соответствующий ему ток сильно взаимодействующих частиц, подобно их электромагнитному току, сохраняется, это означало бы неперенормируемость векторной константы слабого взаимодействия.

Рассмотрим какую-нибудь вершину четырехфермионного взаимодействия, например, соответствующую распаду нейтрона:



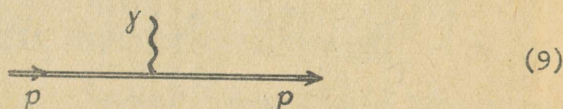
Перенормировка константы взаимодействия в обычной теории Ферми отражает простой факт: нуклон, обрстая "шу-

бой" мезонов

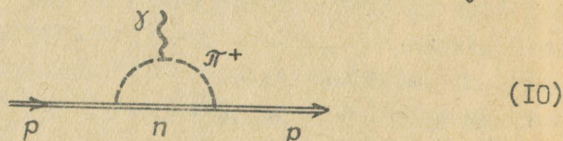


на какую-то долю времени выпадает из игры, или во всяком случае взаимодействует с лептонным полем иначе, чем "голый" нуклон.

В случае электромагнитного взаимодействия такой процесс обрращения "голого" нуклона мезонной "шубой" не приводит к перенормировке электрического заряда: в ту долю времени, когда, скажем, протон виртуально диссоциирует на нейтрон и  $\pi^+$ -мезон, его взаимодействие с электромагнитным полем



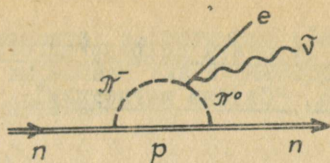
поддерживается зарядом (током)  $\pi$ -мезонной "шубы":



Строя векторный ток слабого взаимодействия  $J_\lambda^V$  по аналогии с сохраняющимся электромагнитным током, мы должны включить в него  $\pi$ -мезонное слагаемое:

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

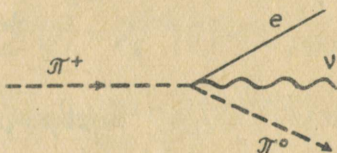
В процессе (7) второму слагаемому тока будет отвечать диаграмма



(I2)

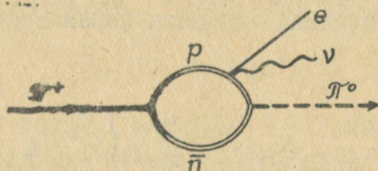
Гипотеза сохраняющегося векторного тока автоматически объясняет равенство векторной константы  $\beta$  -распада и константы распада мюона (Фейнман и Гелл-Манн [2] - 1957 г.). Однако, одного этого совпадения недостаточно для ее подтверждения. Нужны дополнительные эксперименты.

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



(I3)

По оценкам, [II] его вероятность должна составлять, примерно,  $10^{-8}$  вероятности обычного распада, однако, и вероятность конкурирующего процесса



(I4)

разрешенного в рамках обычной теории Ферми, оказывается (как показывают грубые оценки) того же порядка величины

х) Опыт Дунайцева и др. [I3] дают для отношения вероятности  $\beta$ -распада  $\pi$ -мезона  $(1,1 \pm 0,5) \times 10^{-8}$ , что не позволяет сделать вывод о справедливости гипотезы сохраняющегося векторного тока. Близкие результаты были получены также в работах [I4-I5].

§ 3. Следствия гипотезы сохраняющегося векторного тока. "Слабый магнетизм".

Следуя Фейнману и Гелл-Манну [2], построим общее выражение векторного нуклонного тока слабого взаимодействия с помощью процедуры поворота в изотопическом пространстве изовекторного слагаемого электромагнитного тока.

Электромагнитная вершина протона

$$\begin{array}{c} \delta \\ \left. \vphantom{\delta} \right\} \\ \longrightarrow \quad \quad \quad \longrightarrow \\ \quad p \quad \quad \quad \quad p \end{array} \quad (15)$$

записывается в виде:

$$\begin{aligned} \langle p' | j_\alpha | p \rangle &= \bar{u}_{p'} \{ F_1^{(p)}(q^2) \gamma_\alpha - i \sigma_{\alpha\beta} q_\beta F_2^{(p)}(q^2) \} u_p \\ \sigma_{\alpha\beta} &= \frac{1}{2} (\gamma_\alpha \gamma_\beta - \gamma_\beta \gamma_\alpha) \end{aligned} \quad (16)$$

где зарядовый и магнитный формфакторы  $F_1(q^2)$  и  $F_2(q^2)$  определены как функции квадрата передаваемого импульса

$$q = p - p'$$

вплоть до величины  $|q|$  порядка 1,5 Гэв (см. подробнее [12]). Так как заряд протона равен единице, зарядовый формфактор  $F_1(q^2)$  при  $q^2 \rightarrow 0$  стремится к единице:

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

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

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

Записывая соотношения, аналогичные (16-18), для нейтрона, построим выражение для изовектрной электромагнитной вершины нуклона

$$\begin{aligned} \langle N' | j_\alpha \tilde{\tau}_3 | N \rangle = \\ = N' \tau_3 \{ (F_1^{(p)} - F_1^{(n)}) \gamma_\alpha - i \sigma_{\alpha\beta} q_\beta (F_2^{(p)} - F_2^{(n)}) \} N. \end{aligned} \quad (19)$$

Учитывая, что для нейтрона

$$F_1^{(n)}(0) = 0 ; F_2^{(n)}(0) = \frac{M_n}{2M} \quad (20)$$

и переобозначая магнитный формфактор таким образом, что

$$F_2^{(p)}(0) = F_2^{(n)}(0) = 1, \quad (21)$$

окончательно получаем:

$$\begin{aligned} \langle N' | j_\alpha \tau_3 | N \rangle = \\ = N' \tau_3 \{ F_1^V(q^2) \gamma_\alpha - i \frac{M_p - M_n}{2M} \sigma_{\alpha\beta} q_\beta F_2^V(q^2) \} N, \end{aligned} \quad (22)$$

здесь

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

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

$$\begin{aligned} g_V^{(\mu)} \langle N' | J_\alpha^V \tau^\pm | N \rangle = \\ = g_V^{(\mu)} \bar{N}' \tau^\pm \{ C \gamma_\alpha - i D \sigma_{\alpha\beta} q_\beta + i F q_\alpha \} N. \end{aligned} \quad (24)$$

Согласно гипотезе сохраняющегося векторного тока ( $q_\alpha J_\alpha^V = 0$ ), (22) и (24) представляют собой разные компоненты одного и того же изовектора. Отсюда

$$C = F_1^V(q^2), \quad (25)$$

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

$$F = 0. \quad (25b)$$

Появляющийся в результате в матричном элементе четырехфермионного взаимодействия (например, соответствующем процессу  $\mu$ -захвата  $\mu^+ + p \rightarrow n + \nu$ ) член

$$i g_V^{(\mu)} \{ \bar{u}_\nu (1 - \gamma_5) i \gamma_\alpha u_\mu \} \{ \bar{u}_n \sigma_{\alpha\beta} q_\beta D(q^2) u_p \} \quad (26)$$

носит название "слабого магнетизма". При  $q^2 \rightarrow 0$  константа "слабого магнетизма" пропорциональна константе распада  $\mu$ -мезона:

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

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

Заметим в заключение этого раздела, что неперенормируемость векторной константы отнюдь не означает ее общности для различных процессов. Строго говоря, векторное взаимодействие характеризуется амплитудой  $g_V^{(\mu)} C(q^2)$ , которая падает с ростом  $q^2$ , следуя изменению с  $q^2$

изовекторного электромагнитного формфактора.

Согласно опытам Ховштадтера по рассеянию электронов,

$$F_1^V(q^2) = F_2^V(q^2) = -0,20 + \frac{1,20}{1+2,27(q^2/m^2)}. \quad (28)$$

При не слишком больших значениях  $q^2$  :

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

где  $r_c$  - среднеквадратичный электрический радиус протона:

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

Малое значение  $r_c$  обеспечивает то, что "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, удовлетворяющего следующим требованиям:<sup>х)</sup>

- 1) Лорентц - инвариантность;
- 2) зарядовая независимость сильных взаимодействий;
- 3) инвариантность по отношению к обращению времени:

---

<sup>х)</sup> Тем же требованиям отвечает выражение (24).

$$g_A^{(0)} J_\alpha^A \tau^\pm = \quad (30)$$

$$= g_A^{(0)} \bar{N} \tau^\pm \{ A i \gamma_\alpha \gamma_5 - B q_\alpha \gamma_5 + E \sigma_{\alpha\beta} q_\beta \gamma_5 \} N,$$

(последнее требование обеспечивает вещественность форм-факторов  $A(q^2)$ ,  $B(q^2)$ ,  $E(q^2)$ ).

Мы уже видели, что в  $\beta$ -распаде аксиальная константа  $A = g_A^{(\beta)}$  не совпадает с константой  $M$ -распада, и отнесли это расхождение за счет перенормировки аксиального тока под влиянием сильных взаимодействий. Надо, однако, проверить, не может ли быть, что аксиальный ток, подобно векторному, тоже сохраняется?

Гольдбергер и Трейман показали, [16] что сохранение аксиального тока привело бы к очень большой величине константы  $B$ , соответствующей наведенному псевдоскалярному взаимодействию.

Действительно, предположим

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

Тогда

$$\langle N' | \frac{\partial}{\partial x_\alpha} J_\alpha^A \tau^\pm | N \rangle = \quad (32)$$

$$= i q_\alpha \langle N' | \{ A i \gamma_\alpha \gamma_5 - B \gamma_\alpha \gamma_5 + E \sigma_{\alpha\beta} q_\beta \gamma_5 \} \tau^\pm | N \rangle,$$

$\sigma_{\alpha\beta}$ -антисимметрично, поэтому последнее слагаемое тождественно обращается в нуль. Отсюда

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

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

в итоге получаем:

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

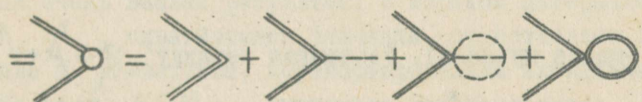
или, для безразмерной величины  $g_P^{\text{eff}} = mB$

$$\frac{g_P^{\text{eff}}}{g_A} = \frac{mB}{A} = \frac{2mM}{q^2} \gg 1. \quad (35)$$

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

Итак, аксиальный ток не сохраняется и, следовательно, аксиальная константа перенормируется. Расчет перенормировки аксиального взаимодействия был проведен с помощью дисперсионных соотношений Гольдбергером и Трайма - ном [17]. Этот вопрос рассматривали также Вольфенштейн [18], Намбу [19] и Тейлор [20].

Из различных диаграмм, дающих вклад в перенормированную вершину<sup>x)</sup>

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


$$= \text{diagram 1} + \text{diagram 2} + \text{diagram 3} + \text{diagram 4} + \text{diagram 5} \quad (36)$$

для псевдоскалярного члена с  $B(q^2)$  оказывается наиболее существенной одномезонная диаграмма, в то время как первая диаграмма ("затравочное" взаимодействие) для него вообще равна нулю в соответствии с гипотезой о УВФ. Пренебрегая всеми другими диаграммами, кроме одномезон-

<sup>x)</sup> Здесь, в отличие от (30), опущен член с  $E(q^2)$ .

По этому поводу см. § 5.

ной, мы выражаем вершину "наведенного" псевдоскалярного взаимодействия через простую полюсную диаграмму, все блоки которой могут быть найдены из других экспериментов:

$$B = -\frac{\sqrt{2}GF}{q^2 + m_\pi^2} = G \frac{1}{q^2 + m_\pi^2} F(q^2) \quad (37)$$

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

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

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

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

$$|F(-m_\pi^2)| = 0.115 \frac{\sqrt{2} GM g_A}{2\pi^2} \quad (39)$$

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

$$\pi \rightarrow \mu + \nu \quad \rightarrow \quad \pi \rightarrow \mu + \nu \quad (40)$$

можно получить знак  $F(-m_\pi^2)$  :

$$F(-m_\pi^2) < 0 \quad (41)$$

(конечно, аппроксимация (40) представляет сама по себе достаточно интересное предположение).

В результате, вводя безразмерную псевдоскалярную константу

$$g_P^{\text{eff}} = m_\mu B, \quad (42)$$

получим, что в  $\mu$ -захвате

$$g_P^{\text{eff}} \approx +8g_A. \quad (43)$$

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

$$g_P^{\text{eff}} \approx \frac{1}{20} g_A. \quad (44)$$

В аксиальное слагаемое перенормированной вершины (36) одномезонная диаграмма вообще не дает вклада ( $\pi$ -мезон-псевдоскаляр). 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 (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:

$$A \approx g_A^{(\mu)} = g_A^{(\beta)}. \quad (45)$$

Ее абсолютная величина определена соотношением (5).

Вопрос о перенормировке аксиальной вершины рассматривался также в последнее время в работах [8,9].

Отметим попытки учесть в  $B(q^2)$  вклад более сложных, чем одномезонная, - "массивных" диаграмм. Подобно акси-

альному формфактору  $A(q^2)$ , соответствующие добавки слабо зависят от  $q^2$ . Это позволяет заменить выражение (37) более точным

$$B(q^2) = -\frac{\sqrt{2} GF}{q^2 + m_\pi^2} + \Delta B \quad (46)$$

где  $\Delta B$  - феноменологическая константа, которая, подобно  $g_A$ , должна извлекаться из эксперимента.

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

Вернемся к выражению (24). Последнее слагаемое векторного тока

$$i g_V \bar{N} \tau^{(\pm)} F(q^2) q_\alpha N \quad (47)$$

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

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

и используя уравнение Дирака для лептонов, легко прийти к выражению

$$g_S \{ \bar{N} \tau^{(\pm)} N \} \{ \bar{\psi} (1 - \gamma_5) \psi \} \quad (48)$$

с константой

$$g_S = g_V m_F, \quad (49)$$

где  $m$  - масса электрона ( в  $\beta$ -распаде) или  $\mu$ -мезона (в  $\mu$ -захвате).

Выше мы обратили  $F(q^2)$ , а вместе с тем и  $g_S$ , в нуль, исходя из гипотезы сохраняющегося векторного тока (векторный ток слабого взаимодействия и электромагнитный ток - компоненты одного и того же изовектора). Оставим пока вопрос о наведенном скаляре и обратимся к последнему слагаемому аксиального тока (30):

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

Снова используя уравнение Дирака, легко убедиться в том, что слагаемое с  $E$  соответствует наведенному тензорному взаимодействию с константой

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

Существуют общие аргументы, которые позволяют одновременно потребовать обращение в нуль и наведенного скалярного, и наведенного тензорного взаимодействий. 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 оси 2 в изотопическом пространстве на  $180^\circ$  ( $T_2$ -поворот) и зарядового сопряжения  $C$  :

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

Легко убедиться (см., напр., [21]), что "затравочные" токи универсального взаимодействия: Ферми-векторный

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

и аксиальный

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

имеют определенные (и разные)  $G$ -четности.

Истинные токи  $J_\alpha^V$  и  $J_\alpha^A$  несут на себе влияние сильных взаимодействий. 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 (аксиал) не меняют знака, а вектор и тензор меняют знак. Поэтому надо потребовать исключения из векторного тока  $J_\alpha^V$  наведенного скаляра ( $D=0$ ), а из аксиального тока  $J_\alpha^A$  - наведенного тензора ( $E=0$ ).

### § 6. Эффективный гамильтониан $m$ -захвата.

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

$$m^- + p \rightarrow n + v \quad (55)$$

имеет вид [16,22]

$$\begin{aligned} \sqrt{2} M = & \left\{ \bar{u}_v (1 - \gamma_5) i \gamma_\alpha \gamma_5 u_m \right\} \cdot \\ & \cdot \left\{ g_A (\bar{u}_n i \gamma_\alpha \gamma_5 u_p) - \frac{g_p}{m_\mu} (\bar{u}_n q_\alpha \gamma_5 u_p) \right\} + \\ & + \left\{ \bar{u}_v (1 - \gamma_5) \gamma_\alpha u_m \right\} \left\{ g_V (\bar{u}_n \gamma_\alpha u_p) - i \frac{g_M}{2M} (\bar{u}_n \sigma_{\alpha\beta} q_\beta u_p) \right\}, \end{aligned} \quad (56)$$

где

$$\begin{aligned} g_V^{(M)} &\approx 0.97 g_V^{(B)}, \\ g_A^{(M)} &\approx g_A^{(B)}, \\ g_P^{(M)} &\approx 8 g_A^{(M)}, \\ g_M^{(M)} &= (\mu_p - \mu_n) g_V = 3.7 g_V. \end{aligned} \quad (57)$$

Для получения из (56) эффективного гамильтониана  $H_{\text{eff}}$ , описывающего захват мюона произвольным ядром, воспользуемся, следуя Фуджи и Примакову [23], уравнением Дирака. Построим  $H_{\text{eff}}$  так, чтобы он действовал на двухкомпонентные спиноры нуклонов. Записывая  $u$  в виде:

$$u = \sqrt{\frac{E+M}{2M}} \begin{pmatrix} \chi \\ \varphi \end{pmatrix} \quad (58)$$

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

$$\chi = - \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{E+M} \varphi, \quad (59)$$

приходим к окончательному выражению:

$$\begin{aligned} H_{\text{eff}} &= \sum_{i=1}^A \tau_i^{(-)} \left\{ g_V 1_i L(1) + g_A \vec{\sigma}_i L(\vec{\sigma}) + \right. \\ &+ \frac{g_V}{M} [2L(\vec{\alpha}) \vec{p}_i + \vec{p}_i L(\vec{\alpha})] + \\ &+ \frac{g_V}{M} (1 + \mu_p - \mu_n) i \vec{\sigma}_i \vec{p} \times L(\vec{\alpha}) + \\ &+ \frac{g_A}{M} [2L(\gamma_5) \vec{\sigma}_i \vec{p}_i + \vec{\sigma}_i \vec{p} L(\gamma_5)] - \frac{g_P}{M} \vec{\sigma}_i \vec{p} L(\beta \gamma_5), \end{aligned} \quad (60)$$

где

$$\vec{\alpha} \equiv \begin{pmatrix} 0 & \vec{\sigma} \\ \vec{\sigma} & 0 \end{pmatrix}; \quad L(\alpha) \equiv \psi_V^+ \frac{1+\gamma_5}{\sqrt{2}} \alpha \psi_M. \quad (61)$$

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

$$\vec{p} = \vec{p}_v - \vec{p}_\mu . \quad (62)$$

При выводе (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;  $p^2/2M \ll M$  ;

г) опущены члены порядка  $(q/2M)^2$ .

Можно продвинуться дальше в упрощении выражения, раскрыв его лептонную часть

$$H'_{eff} = \frac{1}{2}(1 - \vec{\sigma} \hat{v}) \sum_{i=1}^A \left\{ G_V 1 \cdot 1_i + G_A \vec{\sigma} \vec{\sigma}_i - G_P (\vec{\sigma} \hat{v}) (\vec{\sigma}_i \hat{v}) - \right. \quad (63)$$

$$\left. - \frac{g_V}{M} (\vec{\sigma} \hat{v}) (\vec{\sigma} \vec{p}_i) - \frac{g_A}{M} (\vec{\sigma} \hat{v}) (\vec{\sigma}_i \vec{p}_i) \right\}; \quad \hat{v} = \frac{\vec{p}_v}{|\vec{p}_v|} .$$

В (63) новые, эффективные константы взаимодействия  $G_V$ ,  $G_A$  и  $G_P$  являются комбинациями констант (57)х)

$$G_V \equiv G_F = g_V \left( 1 + \frac{g}{2M} \right) + g_S ,$$

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

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

$$G_A = g_A - (g_V + g_M) \frac{g}{2M}, \quad (64)$$

$$G_P = [(g_P - g_A) - (g_V + g_M + g_T)] \frac{g}{2M},$$

(здесь мы сохранили константы  $g_S$  и  $g_T$ , чтобы показать, как они входили бы в эффективные константы, не будучи выброшены из (56).

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

д)  $\mu$  - мезон - нерелятивистский:

$$\psi_\mu = \begin{pmatrix} 0 \\ \psi_\mu \end{pmatrix}, \quad (65)$$

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

С помощью (63) получаем вероятность захвата мюона с переходом ядра из состояния  $\alpha$  в состояние  $\beta$ :

$$\begin{aligned} W_{\mu e}(\alpha \rightarrow \beta) = & \frac{v_{ab}^2}{2\pi} \int \frac{d\hat{v}_{ab}}{4\pi} \left\{ G_V^2 |\int|^2 + G_A^2 |\int \vec{\sigma}|^2 + \right. \\ & + (G_P^2 - 2G_P G_A) |\hat{v}_{ab} \int|^2 - \frac{G_V g_V}{M} [(\int)^* (\int \vec{p}) \hat{v}_{ab} + \text{к.с.}] + \\ & + \frac{G_A g_A - G_P g_A}{M} [(\hat{v}_{ab} \int)^* (\int \vec{p}) + \text{к.с.}] - \\ & \left. - \frac{G_A g_V}{M} i v_{ab} [(\int) (\int \vec{p}) - \text{к.с.}] \right\}, \end{aligned} \quad (66)$$

где

$$\begin{aligned} \int & \equiv \langle \beta | \sum_i \tau_i^{(-)} \exp(-i\vec{v}\vec{r}_i) \psi_\mu(r_i) | \alpha \rangle, \\ \int \vec{\sigma} & \equiv \langle \beta | \sum_i \tau_i^{(-)} \exp(-i\vec{v}\vec{r}_i) \psi_\mu(r_i) \vec{\sigma}_i | \alpha \rangle, \\ \int \vec{p} & \equiv \langle \beta | \sum_i \tau_i^{(-)} \exp(-i\vec{v}\vec{r}_i) \psi_\mu(r_i) \vec{p}_i | \alpha \rangle, \\ \int \vec{\sigma} \vec{p} & \equiv \langle \beta | \sum_i \tau_i^{(-)} \exp(-i\vec{v}\vec{r}_i) \psi_\mu(r_i) \vec{p}_i \vec{\sigma}_i | \alpha \rangle. \end{aligned} \quad (67)$$

В эффективном гамильтониане (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 куда более "скучному" вопросу о численных значениях констант.

Для оценки относительного вклада различных слагаемых эффективного гамильтониана (63) приведем (в единицах  $g_V^{(B)}$ ) значения эффективных констант (64), рассчитанные на основании значений (57) при  $q = 85 \text{ Мэв}^{24 \text{ X}}$ :

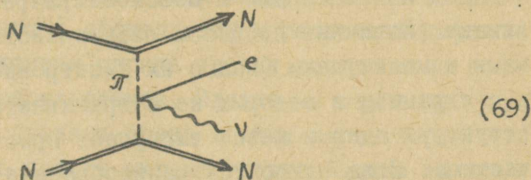
$$\begin{aligned} G_V &= 1,01, \\ G_P &= -0,58, \\ G_A &= -1,38, \\ |G_{G.T.}| &= 0,88 |G_A|. \end{aligned} \quad (68)$$

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

Мы только что коснулись одной стороны вопроса об изменении констант эффективного гамильтониана при переходе от протона к сложному ядру. Другая сторона этого вопроса связана с учетом, в случае захвата мюонов сложными ядрами, особых диаграмм, которые вовсе не входят в задачу перенормировки на свободном нуклоне.

X) Изменение констант за счет "формфакторов" и сдвига энергии нейтрино в ядре по сравнению с захватом на протоне довольно заметно в случае вектора (напомним, что  $C(q^2) \approx 1 - \frac{1}{6} q^2 r_i^2$ ) и совсем не существенно в случае аксиала (т.к.  $A(q^2) \approx g_A^{(B)}$ ). Эффекты такого сорта учитываются в расчетах ряда авторов [24].

Этот эффект в теории  $\mu$ -захвата не исследовался. Однако в теории  $\beta$ -распада такого рода исследования проводились. Например, в работе [25] рассматривались диаграммы типа



описывающие эффект перенормировки за счет обменных мезонных токов в ядре. Возникающие при этом поправки называются порядка 10%. Можно ли считать эти 10% средним уровнем поправок — неясно. Недавно Блин-Стойл показал, что в отдельных случаях эта поправка может достигать до 20% [26].

Повидимому, правильно считать вопрос об особенностях перенормировки слабого взаимодействия в ядре открытым.

## II - 0 м - МЕЗОАТОМНЫХ ПРОЦЕССАХ.

Под мезоатомными и мезомолекулярными процессами понимают различные процессы взаимодействия мезонов с атомами и молекулами (как с их электронной оболочкой, так и с ядрами), в которых не затрагивается внутренняя структура ядер и мезон выступает просто как заряженная частица. Сюда относятся разнообразные явления торможения, поляризация и деполяризация мезонов, оптические и конверсионные переходы в мезоатомах и мезомолекулах и др., - начиная от момента попадания мезона в вещество до момента его распада или захвата. По всем этим вопросам имеется большая литература [27]. Мы не будем разбирать подробно, не постольку, поскольку это нужно для понимания вопросов  $\mu$ -захвата. Дело в том, что большинство задач о мезоатомных и мезомолекулярных процессах тоже не решается точно, и от того, какие при этом делаются предположения, зависит окончательный результат обработки экспериментов.

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

$\mu$ -мезоны, образующиеся 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 деполаризации играет спин-орбитальное взаимодействие мезона с ядром. Его эффективность определяется соотношением между величиной спин-орбитального ("тонкого") расщепления и распадной шириной уровней. Радиационная ширина уровня всегда мала по сравнению с тонким расщеплением. Однако на верхних, сильно возбужденных уровнях очень велика вероятность переходов Оже. Здесь полная ширина уровня больше тонкого расщепления, каскад переходов происходит быстро и мезон "не успевает" деполаризоваться. Можно считать, что мезон практически сохраняет свою начальную поляризацию, пока он не дойдет до достаточно низких уровней, где тонкое расщепление сравнимо или превышает Оже-ширину. Здесь время нахождения мезона на уровне уже достаточно для поворота его спина под действием спин-орбитального взаимодействия -  $\mu$ -мезон сильно деполаризуется.

Величина деполаризации  $\mu$ -мезона для бесспиновых ядер была вычислена в работах [28-30]. Остаточная поляризация  $\mu$ -мезона оказалась равной примерно 17% своего первоначального значения:  $P_{\mu} \approx 0.17$ . На опыте остаточная поляризация определяется по величине асимметрии углового распределения электронов, возникающих при распаде мюона. Ее измерения для кальция ( $\text{Ca}^{40}$ ) привели к величине  $P_{\mu} = 0.19 \pm 0.015$ , что хорошо согласуется с приведенным выше теоретическим значением.

Если спин ядра  $J$  отличен от нуля, появляется дополнительный источник деполаризации мезона - за счет магнитного взаимодействия спинов  $\mu$ -мезона и ядра (при этом, естественно, происходит еще и поляризация ядра).

Учет спин-спинового взаимодействия при рассмотрении процессов деполаризации был проведен в работе [31] (рассматривались ядра со спином  $J = 1/2$ ). Ожидаемое значение для  $\text{F}^{19}$   $P_{\mu} \approx 8\%$ . Измеренное значение

$P_{\mu} = 4 \pm 4\%$  не противоречит этой величине.

## § 2. Заселение уровней сверхтонкой структуры мезоатома.

Мезоатом с  $\mu$ -мезоном на К-орбите может образоваться в двух состояниях сверхтонкой структуры - с полным моментом  $F_{\pm} = J \pm 1/2$ , где  $J$  - полный момент ядра. Если ядро в начальный момент было не поляризовано, то уровни сверхтонкой структуры заселяются согласно статистическим весам ( $\xi_{+} = \frac{J+1}{2J+1}$  и  $\xi_{-} = \frac{J}{2J+1}$ ). В случае полностью поляризованных ядер расчет выполнен для мезоатома  $\text{He}^3$  [32]. И в этом случае заселение уровней 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 в атоме, происходит конверсионный переход между этими состояниями. На рис. I показана зависимость  $\epsilon$  и энергии связи электронов на разных орбитах от величины заряда ядра  $Z$  при  $\mu_J = 1$  и  $J = 1/2$  [33]. Эти данные можно распространить на ядре с любым спином и магнитным моментом. Из рисунка видно, что сверхтонкое расщепление никогда не бывает настолько большим, чтобы произошла конверсия К-электронов, но всегда достаточно, чтобы конверсия произошла с М-орбиты. Для ядер с  $Z < 15$  конверсия может происходить также и с М-орбиты.

Расчеты коэффициентов внутренней конверсии [33,34] 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 состояний сверхтонкой структуры, матрица плотности системы состоит из двух частей [35] :

$$\rho_i = \xi_+ \rho_i(F_+) P_+ + \xi_- \rho_i(F_-) P_- , \quad (1)$$

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

Удобно сразу перейти от матрицы плотности к спин-тензорам, матричные элементы которых задаются соотношением:

$$\begin{aligned} \langle FM | \rho_i(F) | FM' \rangle &= \\ &= \sqrt{\frac{1}{2F+1}} \sum_{k=0}^{2F} \langle FM, kq : FM' \rangle \sqrt{2k+1} y_{kq}^F \end{aligned} \quad (2)$$

Обычно начальное ядро полностью неполяризовано. Тогда в разложении (2) отличны от нуля только два члена: если ось направить по вектору поляризации мезоатома  $\vec{P}$

$$y_{00}^F = \sqrt{\frac{1}{2F+1}} , \quad (3)$$

$$y_{10}^F = P_F \sqrt{\frac{3F}{(F+1)(2F+1)}} . \quad (4)$$

Поляризация  $P_F$  мезоатома обусловлена остаточной поляризацией  $M$ -мезона и поляризацией ядра, возникаю-

щей в результате взаимодействия магнитных моментов мезона и ядра.

В том случае, если исходное ядро было поляризовано, то в разложении будут присутствовать тензоры второго и более высокого ранга.

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

Волновая функция  $\mu$ -мезона на К-орбите имеет вид:

$$\Psi_{\mu} = \begin{pmatrix} -F_{-1} \chi_{-1\mu} \\ G_{-1} \chi_{-1\mu} \end{pmatrix} \quad (5)$$

где  $F_{-1}$  и  $G_{-1}$  - радиальные функции связанного  $S$ -состояния. Энергия связи  $\mu$ -мезона на К-орбите значительно меньше его энергии покоя. Поэтому можно ограничиться нерелятивистским приближением:  $F_{-1} = 0$ . В нерелятивистском приближении для точечного ядра

$$G_{-1} = 2 (\alpha Z m'_{\mu})^{3/2} \exp(-\alpha Z m'_{\mu} r), \quad (6)$$

где

$$m'_{\mu} = m_{\mu} / \left( 1 + \frac{m_{\mu}}{AM} \right).$$

Однако К-оболочка мезоатома находится очень близко к ядру и, начиная с  $Z \sim 30$ , мезон вообще большую часть времени находится в ядре. Поэтому представление ядра в виде заряженной точки становится непригодным.

Учет конечных размеров ядра и распределения заряда был проведен в детальных расчетах Пустовалова [36].

Для 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

$$|\varphi_M|_{cp}^2 = \int |\varphi_M|^2 \rho(\vec{r}) d\vec{r},$$

где  $\rho(\vec{r})$  - распределение плотности нуклонов в ядре. Удобно пользоваться безразмерной величиной  $R = \frac{|\varphi_M|_{cp}^2}{|\varphi_M(0)|^2}$ , где  $|\varphi_M(0)|^2 = \frac{(\alpha Z m'_\mu)^3}{\pi}$  - значение в нуле мезонной функции для точечного ядра.

Величина  $R$  вычислена во многих работах [24]. В частности, для  $O^{16}$   $R = 0,79$ , для  $Ca^{40} = 0,44$ . В некоторых работах вместо  $R$  вводят величину  $Z_{eff}$ , связанную с  $R$  соотношением

$$Z_{eff}^4 = R Z^4.$$

### III - ФОРМАЛЬНАЯ ТЕОРИЯ $\mu$ - ЗАХВАТА.

В предыдущей главе мы получили гамильтониан мюон-  
-нуклонного взаимодействия. Перейдем теперь к рассмотре-  
-нию матричных элементов от гамильтониана.

#### § I. Ядерные матричные элементы<sup>x)</sup>.

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

$$\psi_v(\vec{q}, m; \vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -\vec{\sigma} \vec{q} \\ 1 \end{pmatrix} \varphi_m \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \exp\{i\vec{q}\vec{r}\}. \quad (I)$$

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

$$\chi_{km} = \sum_{m_\ell, m_s} \langle \ell m_\ell, \frac{1}{2} m_s : j m \rangle Y_{\ell m_\ell}(\vec{r}) \varphi_{m_s}. \quad (2)$$

Величина  $K$  вводится из соображения удобства; она  
одновременно определяет орбитальный ( $\vec{\ell}$ ) и полный ( $\vec{j}$ )  
момент нейтрино

$$\begin{aligned} \ell(K) &= |K| + \frac{1}{2}(S_K - 1), \\ j(K) &= |K| - \frac{1}{2}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $S_K$  - знак  $K$ . Например,  $K = -1, S_{1/2}$ ; и т.д.  
Тогда волновую функцию нейтрино можно записать в виде

$$\psi_v(\vec{q}, m; \vec{r}) = \sum_{k, \mu, m'} i^\ell \langle \ell m', \frac{1}{2} m : j m \rangle Y_{\ell m'}(\vec{q}) \psi_{k\mu}^{(v)}, \quad (4)$$

x) В §§I-2 мы следуем, в основном, работе Мориты  
и Фудзии [37].

где

$$\Psi_{\kappa M}^{(\nu)} = \begin{pmatrix} -i f_{\kappa} \chi_{-\kappa M} \\ g_{\kappa} \chi_{\kappa M} \end{pmatrix}; \quad (5)$$

$$g_{\kappa} = \pi^{-1/2} j_{\ell}(qr); \quad f_{\kappa} = \pi^{-1/2} S_{\kappa} j_{\bar{\ell}}(qr); \quad (6)$$

$$f_{\kappa} = S_{\kappa} g_{-\kappa}; \quad \bar{\ell} = 2j - \ell. \quad (7)$$

Используя волновую функцию (II.5)  $\mu$ -мезона и волновую функцию нейтрино (4,5), рассчитаем сферические компоненты гамильтониана взаимодействия, (I.60), определяемые соотношением

$$(\kappa M | H | -1 M') = (\Psi_{\kappa M}^{(\nu)} | H | \Psi_{-1 M'}^{(\mu)}), \quad (8)$$

$$\begin{aligned} (\kappa M | H | -1 M') = & \left\{ g_V \cdot 1 \cdot (\kappa M | 1 | -1 M') + g_A \vec{\sigma} (\kappa M | \vec{\sigma} | -1 M') + \right. \\ & + \frac{g_V}{M} (\kappa M | \vec{\alpha} | -1 M') \vec{p} + \frac{g_V}{2M} \vec{p} (\kappa M | \vec{\alpha} | -1 M') + \\ & + \frac{g_V}{2M} (1 + \mu_p - \mu_n) i \vec{\sigma} \vec{p} \times (\kappa M | \vec{\alpha} | -1 M') + \frac{g_A}{M} (\kappa M | \gamma_5 | -1 M') \vec{\sigma} \vec{p} \\ & \left. + \frac{g_A}{M} \vec{\sigma} \vec{p} (\kappa M | \gamma_5 | -1 M') - \frac{g_P}{2M} \vec{\sigma} \vec{p} (\kappa M | \beta \gamma_5 | -1 M') \right\}. \quad (9) \end{aligned}$$

Для отдельных слагаемых имеем:

$$1 \cdot (\kappa M | 1 | -1 M') = (-1)^{M+1/2} \sqrt{\frac{1}{2}} \sum \langle j - M, \frac{1}{2} M' : u M \rangle.$$

$$\begin{aligned} & \cdot (S_{ou}(\kappa) \mathcal{D}_{ou}^M(\hat{r}) g_{\kappa} + i S_{\kappa} S_{ou}(-\kappa) \cdot \\ & \cdot \mathcal{D}_{ou}^M(\hat{r}) g_{-\kappa}) \cdot G_{-1}; \quad (10a) \end{aligned}$$

$$\vec{\sigma} (\kappa M | \vec{\sigma} | -1 M') = -(-1)^{M+1/2} \sqrt{\frac{1}{2}} \sum \langle j - M, \frac{1}{2} M' : u M \rangle.$$

$$\cdot (S_{iu}(\kappa) \mathcal{D}_{iu}^M(\hat{r}, \vec{\sigma}) \cdot g_{\kappa} + i S_{\kappa} S_{iu}(-\kappa) \mathcal{D}_{iu}^M(\hat{r}, \vec{\sigma}) g_{-\kappa}) G_{-1}; \quad (10б)$$

$$\begin{aligned}
 (\kappa_M | \bar{\alpha} | -1M') \bar{p} &= -(-1)^{M+\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{1}{2}} \sum \langle j-M, \frac{1}{2}M' : uM \rangle. \\
 &\cdot i (S_{1u}(-\kappa) f_{\kappa} \mathcal{J}_{1\bar{1}u}^M(\hat{r}, \bar{p}) + \\
 &+ i S_{\kappa} S_{1u}(\kappa) f_{-\kappa} \mathcal{J}_{11u}(\hat{r}, \bar{p})) G_{-1}.
 \end{aligned} \tag{IOB}$$

$$\begin{aligned}
 \bar{p}(\kappa_M | \bar{\alpha} | -1M') &= -\sqrt{\frac{3}{2}} (-1)^{M+\frac{1}{2}} \sum \langle j-M, j'M' : uM \rangle. \\
 &\cdot \left\{ \sqrt{\frac{\bar{\ell}+1}{2\bar{\ell}+3}} \mathcal{J}_{0\bar{\ell}+1u}^M(\hat{r}) \delta_{\bar{\ell}+1,u} D_+(\bar{\ell}) S_{1u}(-\kappa) f_{\kappa} + \right. \\
 &+ i S_{\kappa} \sqrt{\frac{\bar{\ell}+1}{2\bar{\ell}+3}} \cdot \mathcal{J}_{0\bar{\ell}+1u}^M(\hat{r}) \delta_{\bar{\ell}+1,u} D_+(\bar{\ell}) S_{1u}(\kappa) f_{-\kappa} - \\
 &- \sqrt{\frac{\bar{\ell}}{2\bar{\ell}-1}} \mathcal{J}_{0\bar{\ell}-1u}^M(\hat{r}) \delta_{\bar{\ell}-1,u} D_-(\bar{\ell}) S_{1u}(-\kappa) f_{\kappa} - \\
 &\left. - i S_{\kappa} \sqrt{\frac{\bar{\ell}}{2\bar{\ell}-1}} \mathcal{J}_{0\bar{\ell}-1u}^M(\hat{r}) \cdot \delta_{\bar{\ell}-1,u} D_-(\bar{\ell}) S_{1u}(\kappa) f_{-\kappa} \right\} G_{-1};
 \end{aligned} \tag{IOB}$$

$$\begin{aligned}
 i\bar{\sigma}\bar{p} \times (\kappa_M | \bar{\alpha} | -1M') &= -\sqrt{3} (-1)^{M+\frac{1}{2}} \sum \langle j-M, j'M' : uM \rangle \\
 &\left\{ \sqrt{\bar{\ell}+1} W(11u\bar{\ell} : 1\bar{\ell}+1) \mathcal{J}_{1\bar{\ell}+1u}^M(\bar{\sigma}, \hat{r}) D_+(\bar{\ell}) f_{\kappa} S_{1u}(-\kappa) + \right. \\
 &+ \sqrt{\bar{\ell}+1} W(11u\bar{\ell} : 1\bar{\ell}+1) \mathcal{J}_{1\bar{\ell}+1u}^M(\bar{\sigma}, \hat{r}) D_+(\bar{\ell}) i S_{\kappa} f_{-\kappa} S_{1u}(\kappa) - \\
 &- \sqrt{\bar{\ell}} W(11u\bar{\ell} : 1\bar{\ell}-1) \mathcal{J}_{1\bar{\ell}-1u}^M(\bar{\sigma}, \hat{r}) D_-(\bar{\ell}) f_{\kappa} S_{1u}(-\kappa) \\
 &- \sqrt{\bar{\ell}} W(11u\bar{\ell} : 1\bar{\ell}-1) \mathcal{J}_{1\bar{\ell}-1u}^M(\bar{\sigma}, \hat{r}) D_-(\bar{\ell}) f_{-\kappa} S_{1u}(\kappa) i S_{\kappa} \left. \right\}. \\
 &\cdot G_{-1};
 \end{aligned} \tag{IOB}$$

$$\begin{aligned}
 (\kappa_M | \gamma_5 | -1M') &= \sqrt{\frac{1}{2}} (-1)^{M+\frac{1}{2}} \sum \langle j-M, j'M' : uM \rangle. \\
 &\cdot i \left\{ S_{0u}(-\kappa) f_{\kappa} \mathcal{J}_{0\bar{0}u}^M(\hat{r}) + i S_{\kappa} S_{0u}(-\kappa) f_{-\kappa} \cdot \right. \\
 &\left. \cdot \mathcal{J}_{0\bar{0}u}^M(\hat{r}) \right\} G_1;
 \end{aligned} \tag{IOE}$$

$$(\vec{\sigma} \cdot \vec{p})(\kappa M \left| \begin{smallmatrix} \gamma_5 \\ \beta \gamma_5 \end{smallmatrix} \right| -1 M') = -\sqrt{\frac{1}{6}} (-1)^{M+\frac{1}{2}} \sum \langle j^{-M}, j'^{M'} : u M \rangle.$$

$$\begin{aligned} & \cdot \left\{ \sqrt{\frac{\ell+1}{2\ell+1}} \mathcal{J}_{1\bar{\ell}+1u}^M(\vec{\sigma}, \hat{r}) D_+(\bar{\ell}) f_{\kappa} S_{ou}(-\kappa) + \right. \\ & + \sqrt{\frac{\ell+1}{2\ell+1}} \mathcal{J}_{1\ell+1u}^M(\vec{\sigma}, \hat{r}) D_+(\ell) f_{-\kappa} S_{ou}(\kappa) i S_{\kappa} - \quad (10\kappa) \\ & - \sqrt{\frac{\ell}{2\ell+1}} \mathcal{J}_{1\bar{\ell}-1u}^M(\vec{\sigma}, \hat{r}) D_-(\bar{\ell}) f_{\kappa} S'_{ou}(\kappa) - \\ & \left. - \sqrt{\frac{\ell}{2\ell+1}} \mathcal{J}_{1\ell-1u}^M(\vec{\sigma}, \hat{r}) D_-(\ell) f_{-\kappa} S_{ou}(\kappa) i S_{\kappa} \right\} G_{-1}. \end{aligned}$$

В приведенных формулах использованы следующие обозначения:

$$\begin{aligned} D_+(\ell) &= \frac{d}{dr} - \frac{\ell}{r}; \quad D_-(\ell) = \frac{d}{dr} + \frac{\ell+1}{r}, \\ \mathcal{J}_{1\ell u}^M(\vec{a}, \hat{r}) &= \sum \langle 1m', \ell m'' : u M \rangle Y_{\ell m''} \mathcal{J}_{1m'}(a), \\ \mathcal{J}_{1m}(a) &= \sqrt{\frac{3}{4\pi}} a_{1m}, \quad (11) \\ \mathcal{J}_{0\ell u}^M(\hat{r}) &= \sqrt{\frac{1}{4\pi}} Y_{\ell m}(\hat{r}) \delta_{\ell u}, \\ S_{\kappa u}(\kappa) &= \sqrt{2(2j+1)} W(\alpha \ell \frac{1}{2} j; u \frac{1}{2}). \end{aligned}$$

Из соотношений (10) следует, что  $M$ -захват описывается восемью типами операторов ранга  $u$ :

$$\begin{aligned} 1. \quad & j_w(qr) \mathcal{J}_{0wu}^M(\hat{r}) G_{-1} \delta_{wu}, \quad (12) \\ 2. \quad & j_w(qr) \mathcal{J}_{1wu}^M(\vec{\sigma}, \hat{r}) G_{-1}, \end{aligned}$$

3.  $\mathcal{J}_{0w+1u}^M(\hat{r}) \delta_{w+1u} \{D_+(w) j_w(qr) G_{-1}\} =$   
 $= \mathcal{J}_{0w+1u}^M(\hat{r}) \delta_{w+1u} q \left\{ -j_{w+1}(qr) + j_w(qr) \frac{d}{qdr} \right\} G_{-1},$
4.  $\mathcal{J}_{0w-1w}^M(\hat{r}) \delta_{w-1u} \{D_-(w) j_w(qr) G_{-1}\} =$   
 $= \mathcal{J}_{0w-1u}^M(\hat{r}) \delta_{w-1u} q \left\{ j_{w-1}(qr) + j_w(qr) \frac{d}{qdr} \right\} G_{-1},$
5.  $\mathcal{J}_{1w+1u}^M(\vec{\sigma}, \hat{r}) \{D_+(w) j_{w+1}(qr) G_{-1}\} =$   
 $= \mathcal{J}_{1w+1u}^M(\vec{\sigma}, \hat{r}) q \left\{ -j_{w+1}(qr) + j_w(qr) \frac{d}{qdr} \right\} G_{-1},$
6.  $\mathcal{J}_{1w-1u}^M(\vec{\sigma}, \hat{r}) \{D_-(w) j_{w-1}(qr) G_{-1}\} =$   
 $= \mathcal{J}_{1w-1u}^M(\vec{\sigma}, \hat{r}) q \left\{ j_{w-1}(qr) + j_w(qr) \frac{d}{qdr} \right\} G_{-1},$
7.  $i j_w(qr) G_{-1} \mathcal{J}_{1wu}^M(\vec{p}, \hat{r}),$
8.  $i j_w(qr) G_{-1} \mathcal{J}_{0wu}^M(\hat{r})(\vec{\sigma} \vec{p}).$

Этим операторам соответствует восемь типов приведенных матричных элементов:

$$\langle J_f M_f | \tau(\pm) F_i^{uM} | J_i M_i \rangle = \begin{cases} [0wu] & - (1) \\ [1wu] & - (2) \\ [0wu\pm] & - (3,4) \\ [1wu\pm] & - (5,6) \\ [1wup] & - (7) \\ [0wup] & - (8) \end{cases} \quad (13)$$

(цифры в скобках указывают соответствие приведенных матричных элементов (I3) оператора - (I2) ).

Величина  $u$  - ранг тензора  $F^{uM}$ , определяет правила отбора по  $J$  :

$$J_i + J_f \geq u \geq |J_i - J_f|. \quad (I4)$$

$w$  - есть ранг сферической гармоники от аргумента  $\hat{r}$  и равно  $\ell$  для матричных элементов  $[kwi]$ ,  $[kwi_p]$  и

$\ell \mp 1$  для матричных элементов  $[kwi_{\pm}]$ .

$w$  определяет изменение четности при переходах

$$\Delta \pi = \begin{cases} (-1)^w & \text{для } [kwi] \text{ и } [kwi_{\pm}], \\ (-1)^{w+1} & \text{для } [kwi_p]. \end{cases} \quad (I5)$$

Для легких и средних ядер аргумент сферической функции Бесселя  $j_w(qr)$  вплоть до границы ядра не превышает величины порядка I-2. В этой области значений аргумента

$$j_{w+2}(qr) \lesssim (10^{-1} \sim 10^{-2}) j_w(qr). \quad (I6)$$

Это приводит к соотношениям:

$$[kw+2u] \lesssim 3 \cdot 10^{-2} [kwi],$$

$$[kw+2u_{\pm}] \lesssim 3 \cdot 10^{-2} [kwi_{\pm}],$$

$$[kw+2u_p] \lesssim 3 \cdot 10^{-2} [kwi_p].$$

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

$$\frac{1}{M} [kwi_p] \sim \frac{p}{M} [kwi] \sim 0,1 [kwi], \quad (I7)$$

где  $p$  - импульс нуклона в ядре.

Кроме того, можно указать еще на соотношение:

$$[k w u \pm] \sim [k w u]$$

Легко выразить матричный элемент перехода через введенные операторы:

$$\begin{aligned} \langle J_f M_f, \hat{q} v | H | J_i M_i, \frac{1}{2} m \rangle &= \\ &= \sqrt{\frac{1}{2}} \sum (-1)^{M+\frac{1}{2}} i^{-l} M_u(\kappa) Y_{l m'}(\hat{q}) \cdot \\ \cdot \langle l m', \frac{1}{2} v; j m \rangle \langle j - m, \frac{1}{2} m; u M \rangle \langle J_i M_i, u M; J_f M_f \rangle, \end{aligned} \quad (18)$$

$$M_u(\kappa) = \mu_u(\kappa) + i S_\kappa \mu_u(-\kappa). \quad (19)$$

При заданном  $u$  величина  $\kappa$  принимает четыре значения. Мы выпишем все выражения  $\mu_u(\kappa)$ , соответствующие значениям  $\kappa$ :

$$\begin{aligned} \mu_u(\kappa=u) &= \sqrt{\frac{2}{2u+1}} \left\{ g_v \sqrt{u} [0 u u] - g_A \sqrt{\frac{u+1}{3}} [1 u u] + \right. \\ &+ g_v \frac{g}{2M} \sqrt{u} [0 u u+] + g_v \frac{g}{2M} (1 + \mu_p - \mu_n) \sqrt{\frac{u+1}{3}} [1 u u+] - \\ &\left. - \frac{g_v}{M} \sqrt{\frac{2u+1}{3}} [1 u - 1 u p] \right\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mu_u(\kappa=-u-1) &= \sqrt{\frac{2}{2u+1}} \left\{ g_v \sqrt{u+1} [0 u u] + g_A \sqrt{\frac{u}{3}} [1 u u] + \right. \\ &+ g_v \frac{g}{2M} \sqrt{u+1} [0 u u-] - g_v \frac{g}{2M} (1 + \mu_p - \mu_n) \sqrt{\frac{u}{3}} [1 u u-] - \\ &\left. - \frac{g_v}{M} \sqrt{\frac{2u+1}{3}} [1 u + 1 u p] \right\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mu_u(\kappa=-u) &= \sqrt{\frac{2}{2u+1}} \left\{ g_A \sqrt{\frac{2u+1}{3}} [1 u - 1 u] - \frac{g_A}{M} \sqrt{u} [0 u u p] - \right. \\ &\left. - g_v \frac{g}{2M} (1 + \mu_p - \mu_n) \sqrt{\frac{u+1}{3}} \left( \sqrt{\frac{u}{2u+1}} [1 u + 1 u+] - \sqrt{\frac{u+1}{2u+1}} [1 u - 1 u+] \right) \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \dots + (g_P - g_A) \frac{g}{2M} \sqrt{\frac{u}{3}} \left( \sqrt{\frac{u+1}{2u+1}} [1u+1u+] + \sqrt{\frac{u}{2u+1}} [1u-1u-] + \right. \\
 & \quad \left. + \frac{g_V}{M} \sqrt{\frac{u+1}{3}} [1шп] \right), \\
 M_u (\kappa = u+1) = & \sqrt{\frac{2}{2u+1}} \left\{ g_A \sqrt{\frac{2u+1}{3}} [1u+1u+] + \frac{g_A}{M} \sqrt{u+1} [0шп] - \right. \\
 & - g_V \frac{g}{2M} (1 + M_P - M_N) \sqrt{\frac{u}{3}} \left( \sqrt{\frac{u}{2u+1}} [1u+1u+] - \sqrt{\frac{u+1}{2u+1}} [1u-1u-] \right) + \\
 & + (g_A - g_P) \frac{g}{2M} \sqrt{\frac{u+1}{3}} \left( \sqrt{\frac{u+1}{2u+1}} [1u+1u+] + \sqrt{\frac{u}{2u+1}} [1u-1u-] \right) + \\
 & \left. + \frac{g_V}{M} \sqrt{\frac{u}{3}} [1шп] \right\}. \quad (20)
 \end{aligned}$$

## § 2. Классификация переходов.

Выполненное разложение аналогично известному разложению в теории  $\beta$ -распада. Классификация переходов по степеням запрета проводится тоже по аналогии с  $\beta$ -распадом. Но, в отличие от  $\beta$ -распада, здесь степень запрета определяют два квантовых числа  $u$  и  $w$ , тогда как в  $\beta$ -распаде было бы вполне достаточно одного числа  $w$ . Это связано с тем, что в  $M$ -захвате  $q^r$  велико и разложение идет по функциям Бесселя, а не по степеням  $q^r$ .

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:

$$M_0(-1) = \sqrt{2} \left\{ g_V [000] + g_V \frac{g}{2M} [000-] - \sqrt{\frac{1}{3}} \frac{g_V}{M} [1шп] \right\}, \quad (21)$$

$$M_1(-1) = \sqrt{\frac{2}{3}} \left\{ -g_A [101] - g_V \frac{g}{2M} (1 + M_p - M_n) \sqrt{\frac{2}{3}} \left( \sqrt{\frac{1}{3}} [121+] - \right. \right. \quad (22)$$

$$\left. \left. - \sqrt{\frac{2}{3}} [101-] \right) - \frac{g_A}{M} [011p] + \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{g_V}{M} [111p] - (g_A - g_p) \frac{g}{2M} \left( \sqrt{\frac{2}{3}} [121+] + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \sqrt{\frac{1}{3}} [101-] \right) \right\}.$$

Их аналогом в  $\beta$ -распаде являются фермиевский и гамов-теллеровский матричные элементы. В обоих случаях (21) и (22) нейтрино вылетает в состоянии  $S_{1/2}$ . Однако, кроме этих двух комбинаций, в теории  $M$ -захвата появляется еще и третья:

$$M_1(2) = \sqrt{\frac{2}{3}} \left\{ g_A [121] - \sqrt{\frac{1}{3}} g_V \frac{g}{2M} (1 + M_p - M_n) \cdot \right. \quad (23)$$

$$\cdot \left( \sqrt{\frac{1}{3}} [121+] - \sqrt{\frac{2}{3}} [101-] \right) +$$

$$+ (g_A - g_p) \frac{g}{2M} \sqrt{\frac{2}{3}} \left( \sqrt{\frac{2}{3}} [121+] + \sqrt{\frac{1}{3}} [101-] \right) +$$

$$\left. + \frac{g_A}{M} \sqrt{2} [011p] + \frac{g_V}{M} \sqrt{\frac{1}{3}} [111p] \right\}.$$

В этом случае нейтрино уносит момент  $d_{3/2}$ .

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

$$M_0(1) = \sqrt{2} \left\{ \sqrt{\frac{1}{3}} g_A [110] + \frac{g_A}{M} [000p] + (g_A - g_p) \frac{g}{2M} \sqrt{\frac{1}{3}} [110+] \right\}, \quad (24)$$

$$M_1(1) = \sqrt{\frac{2}{3}} \left\{ g_V [011] - g_A \sqrt{\frac{2}{3}} [111] + g_V \frac{g}{2M} [011+] - \right.$$

$$\left. - \frac{g_V}{M} [101p] + g_V \frac{g}{2M} (1 + M_p - M_n) \sqrt{\frac{2}{3}} [111+] \right\}, \quad (25)$$

- нейтрино вылетает в состоянии  $p_{1/2}$  .

$$M_1(-2) = \sqrt{\frac{2}{3}} \left\{ g_V \sqrt{2} [011] + g_A \sqrt{\frac{1}{3}} [111] + g_V \frac{g}{2M} \sqrt{2} [011-] - \right. \\ \left. - \frac{g_V}{M} [121p] - g_V \frac{g}{2M} (1 + M_P - M_n) \sqrt{\frac{1}{3}} [111-] \right\}, \quad (26)$$

$$M_2(-2) = \sqrt{\frac{2}{5}} \left\{ -\sqrt{\frac{5}{3}} g_A [112] - g_V \frac{g}{2M} (1 + M_P - M_n) \cdot \right. \\ \cdot \left( \sqrt{\frac{2}{5}} [132+] - \sqrt{\frac{3}{5}} [112-] \right) - \frac{g_A}{M} \sqrt{2} [022p] + \\ \left. + \frac{g_V}{M} [122p] - (g_A - g_P) \frac{g}{2M} \sqrt{\frac{2}{3}} \left( \sqrt{\frac{3}{5}} [132+] + \sqrt{\frac{2}{5}} [112-] \right) \right\}, \quad (27)$$

- нейтрино вылетает в состоянии  $p_{3/2}$  .

$$M_2(3) = \sqrt{\frac{2}{5}} \left\{ \sqrt{\frac{5}{3}} g_A [132] - \sqrt{\frac{2}{5}} \frac{g}{2M} g_V (1 + M_P - M_n) \cdot \right. \\ \cdot \left( \sqrt{\frac{2}{5}} [132+] - \sqrt{\frac{3}{5}} [112-] \right) + \frac{g_A}{M} \sqrt{3} [022p] + \\ \left. + \frac{g_V}{M} \sqrt{\frac{2}{3}} [122p] + (g_A - g_P) \frac{g}{2M} \left( \sqrt{\frac{3}{5}} [132+] - \sqrt{\frac{2}{5}} [112-] \right) \right\}, \quad (28)$$

- нейтрино вылетает в состоянии  $f_{5/2}$  .

Переходы  $n$ -ого запрета. Здесь  $u = n$  и  $n + 1$ , а излучение четности определяется множителем  $(-1)^n$ . Комбинация матричных элементов, определяющая вероятность в общем случае, была уже приведена ранее (см. (20) ).

§ 3. Спиновая матрица плотности конечного ядра<sup>x)</sup>.

Зная матричный элемент взаимодействия (18-20), можно получить матрицу плотности конечной системы (дочернее ядро + нейтрино), образовавшейся в результате захвата  $\mu$ -мезона

$$\rho_f(F) = 2\pi \varepsilon(q^2) H \rho_i(F) H^+, \quad (29)$$

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

$$\varepsilon(q^2) = q^2 \frac{dq}{dE_f}, \quad (30)$$

где

$$\frac{dq}{dE_f} = 1 - \frac{q}{m_\mu + AM}.$$

Подставив в (29) матричный элемент гамильтониана взаимодействия (18) и взяв шпур по переменным нейтрино, получим спин-тензоры дочернего ядра:

$$\begin{aligned} \langle J_f M_f, \bar{q} v | \rho_f | J_f M_f', \bar{q} v' \rangle &= 2\pi q^2 \langle J_f M_f, \bar{q} v | H | FM \rangle \cdot \\ &\cdot \langle FM | \rho_i | FM' \rangle \langle J_f M_f', \bar{q} v' | H | FM' \rangle^* = \quad (31) \\ &= 2\pi q^2 \sum (-1)^{F-M'} \mathcal{Y}_{k\lambda} \langle J_f M_f, \bar{q} v | H | J_i M_i, 1/2 \alpha \rangle \cdot \\ &\cdot \langle J_i M_i, 1/2 \alpha_i; FM \rangle \cdot \langle FM, F-M'; k\lambda \rangle \langle J_i \bar{M}_i, 1/2 \bar{\alpha}; FM' \rangle \cdot \\ &\cdot \langle J_f M_f', \bar{q} v' | H | J_i \bar{M}_i, 1/2 \bar{\alpha} \rangle^*, \end{aligned}$$

---

<sup>x)</sup> Далее мы следуем, в основном, работам [38,39].

$$G_{\beta\beta} = 4(\alpha Z m_m)^3 q^2 \sqrt{\frac{1}{4\pi}} (2F+1) \sum \langle \lambda \kappa, LM; \beta \beta \rangle \cdot \sqrt{2\lambda+1} \cdot Y_{\ell M}^*(\hat{q}) \mathcal{J}_{\lambda \kappa}.$$

$$\cdot \sum f_{u,u'}(\kappa, \kappa'; \beta) \begin{cases} M_u(\kappa) M_{u'}(\kappa') & \text{если } \beta + \lambda = 2n, \\ i S_{\kappa} M_u(-\kappa) M_{u'}(\kappa') & \text{если } \beta + \lambda = 2n+1. \end{cases} \quad (32)$$

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

$$f_{u,u'}(\kappa, \kappa'; \beta) = (-1)^{\frac{1}{2}-j} j_i e^{\ell-\ell} \sqrt{(2u+1)(2u'+1)(2j+1)(2j'+1)} \cdot \langle j \frac{1}{2}, j' - \frac{1}{2}; L0 \rangle. \quad (33)$$

$$\cdot u(J; u' F j'; J \frac{1}{2}) u(J; u F j; J \frac{1}{2}) \begin{Bmatrix} F & F & \lambda \\ j & j' & L \\ J & J & \beta \end{Bmatrix}.$$

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

$$W_F = \sqrt{2J+1} \int G_{00}^F d\Omega, \quad (33a)$$

где интегрирование ведется по углу вылета ядра.

Подставив явный вид  $G_{00}^F$  в (33а), окончательно получим [39]

$$W_F = 4(\alpha Z m'_m)^3 q^2 2\pi \frac{2J+1}{2J_i+1} A_F, \quad (34)$$

где

$$A_{F_+} = \frac{1}{2F_++1} \left\{ \left[ \sqrt{\frac{(J+J_i+u+2)(J_i-J+u+1)}{u+1}} \mu_u(-u-1) - \sqrt{\frac{(J+J_i-u)(J-J_i+u+1)}{u+1}} \mu_{u+1}(-u-1) \right]^2 + \frac{(J-J_i+u)(J+J_i-u+1)}{u} [\mu_u(u)]^2 + \frac{(J+J_i+3+u)(J_i-J+u+2)}{u+2} \cdot [\mu_{u+1}(u+2)]^2 \right\}, \quad (34a)$$

$$A_{F_-} = \frac{1}{2F_-+1} \left\{ \left[ \sqrt{\frac{(J+J_i-u)(J-J_i+u+1)}{u+1}} \mu_u(-u-1) + \sqrt{\frac{(J+J_i+u+2)(J_i-J+u+1)}{u+1}} \mu_{u+1}(u+2) \right]^2 + \frac{(J_i-J+u)(J+J_i+u+1)}{u} [\mu_u(u)]^2 + \frac{(J_i+J-u-1)(J-J_i+u+2)}{u+2} [\mu_{u+1}(u+2)]^2 \right\}. \quad (34b)$$

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

$$W = S_+ W_+ + S_- W_-, \quad (35)$$

( $S_{\pm}$  - относительная вероятность заселения соответствующего уровня:  $S_+ + S_- = 1$ ). В случае статистического заселения уровней сверхтонкой структуры формулы (34) переходят в формулы, полученные Моритой и Фудзии [37]:

$$W = 4(\alpha Z m'_m)^3 q^2 \frac{2J+1}{2J_i+1} \left\{ \mu_u^2(-u-1) + \mu_{u+1}^2(-u-1) + \mu_u^2(u) + \mu_{u+1}^2(u+2) \right\}. \quad (36)$$

Практически наибольший интерес представляют разрешенные переходы и переходы I запрета. Для этих случаев составлена сводка формул (см. таблицу 4, стр. 97 ).

Воспользовавшись соотношениями (21-28) для матричных элементов, можно наглядно представить зависимость вероятности переходов от констант взаимодействия (см. таблицу 6, стр. 98 ).

§ 5. Угловое распределение ядер отдачи при захвате частично поляризованных  $M$ -мезонов.

Если выражение (33a) не интегрировать по углам вылета ядра, то можно получить угловое распределение ядер отдачи при захвате частично поляризованных мезонов. Угловое распределение имеет вид:

$$w_F(\theta) = \frac{W_F}{4\pi} (1 + \alpha_F P_F \cos \theta), \quad (37)$$

где  $\theta$  - угол между направлением поляризации мезоатома в состоянии  $F$  и направлением вылета нейтрино,  $P_F$  - величина поляризации мезоатома в состоянии со спином  $F^x$ ).

После подстановки (33) в (32) получим

---

<sup>x)</sup> Подчеркнем еще раз (см. стр. 35 ), 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  $M$ -мезонов, определяется величиной поляризации самого мезона.

$$\alpha_F = 3 \frac{2J_i + 1}{\sqrt{2J+1}} \sqrt{\frac{F(2F+1)}{F+1}} \cdot \frac{B_F}{A_F}, \quad (38)$$

где

$$B_F = \sum f_{u,u'}(\kappa, \kappa'; b=0) i S_{\kappa} M_u(-\kappa) M_{u'}(\kappa'). \quad (39)$$

Наиболее важны случаи  $0 \rightarrow J$  переходов, т.к. в этих случаях остаточная поляризация максимальна. Поэтому приведем формулы для этих важных случаев:

$$\alpha = \frac{R^2 - T^2}{R^2 + T^2}, \quad (40)$$

где

$$\left. \begin{aligned} R &= \sqrt{\frac{3}{2}} \left\{ \sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} M_J(-J-1) + \sqrt{\frac{J}{2J+1}} M_J(J) \right\} \\ T &= \sqrt{\frac{3}{2}} \left\{ \sqrt{\frac{J}{2J+1}} M_J(-J-1) - \sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} M_J(J) \right\} \end{aligned} \right\} \Delta \mathcal{P} = (-1)^J \quad (41)$$

$$\left. \begin{aligned} R &= \sqrt{\frac{3}{2}} \left\{ \sqrt{\frac{J}{2J+1}} M_J(J+1) + \sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} M_J(-J) \right\} \\ T &= \sqrt{\frac{3}{2}} \left\{ \sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} M_J(J+1) + \sqrt{\frac{J}{2J+1}} M_J(-J) \right\} \end{aligned} \right\} \Delta \mathcal{P} = (-1)^{J+1} \quad (42)$$

Кроме того, важно исследовать асимметрию в переходе ( $1/2 \rightarrow 1/2$ ).

В этом случае

$$B_+ = \frac{1}{3\sqrt{3}} \left\{ M_0(-1) - \sqrt{\frac{1}{3}} M_1(-1) + \sqrt{\frac{2}{3}} M_1(2) \right\}^2, \quad (43)$$

$$B_- = 0.$$

Переходы, в которых выполняется условие  $\Delta \mathcal{P} = (-1)^{J+1}$ , называются "уникальными". Если воспользоваться соотношением (42), то легко убедиться, что в этом случае

коэффициент асимметрии оказывается вообще не зависящим от матричных элементов

$$\alpha = \frac{G_A^2 - \frac{J}{J+1} (G_A - G_P)^2}{G_A^2 + \frac{J}{J+1} (G_A - G_P)^2} \quad (44)$$

### § 6. Поляризация ядер отдачи.

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

$$\int G_{1\beta} d\Omega = \frac{2}{\pi} (\alpha Z m_M)^3 q^2 (2F+1) \sqrt{3} \cdot \sum M_{ii}(\kappa) M_{ii'}(\kappa') f_{ii'}(\kappa, \kappa'; \ell=1). \quad (45)$$

В случае  $0 \rightarrow J$  переходов поляризация была вычислена в работе [38]

$$\langle \vec{J} \rangle_{av} = P_M \cdot \beta, \quad (46)$$

где

$$\beta = \frac{1}{3} \frac{R^2 - 2\sqrt{J(J+1)} RT}{R^2 + T^2} \quad (47)$$

Величину поляризации, в принципе, можно наблюдать по асимметрии электронов обратного процесса  $\beta$ -распада. Исследование поляризации дочерних ядер могло бы, в принципе, дать независимую информацию о константах мюон-нуклонного взаимодействия. Однако, повидимому, из-за взаимодействия с электронами происходит быстрая деполяризация ядра [41]

Выше остались не рассмотренными такие вторичные процессы, как циркулярная поляризация  $\gamma$ -квантов и

$(\gamma - \nu)$  - корреляция при захвате  $\mu$ -мезонов. Соответствующие эксперименты трудны, но, повидимому, в будущем смогут быть проведены. Теория рассматриваемых вторичных процессов детально разработана рядом авторов [42,43]. 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 в обсуждение самих указанных вторичных процессов отнесем в гл. IV, в связи с анализом конкретных случаев  $\mu$ -захвата.

## IV - ОСНОВНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ $\mu$ - ЗАХВАТА.

### § I. Захват мюонов водородом.

Изучение захвата  $\mu$ -мезонов в атомарном водороде, что максимально соответствовало бы идеальным условиям эксперимента по  $\mu$ -захвату, упирается в трудности, связанные с использованием газовой мишени. В настоящее время в ряде лабораторий происходит обсуждение и исследование различных физических и технических аспектов такого эксперимента.

Вопросам  $\mu$ -захвата в жидком водороде посвящено большое число работ [15,45,46]. Специфические мезоатомные и мезомолекулярные процессы в жидком водороде приводят к образованию мезомолекулярного иона  $(p\mu p)^+$ . Из орто-состояния этого иона и происходит, в основном, захват  $\mu$ -мезонов. Расчет вероятности такого захвата был выполнен в работе [46]:

$$W(p\mu p^{\dagger}) = 2\gamma\left(\frac{3}{4}W_{-} + \frac{1}{4}W_{+}\right). \quad (I)$$

Здесь  $W_{-}$  и  $W_{+}$  - вероятности захвата  $\mu$ -мезона в синглетном и триплетном состоянии мезоатома, а  $\gamma$  - отношение вероятностей нахождения  $\mu$ -мезона в точке, где находится протон, для ортомезомолекулы и мезоатома. Согласно последним расчетам [47],  $2\gamma = 1.01 \pm 0.01$ . Используя это значение, получим [48]:

$$W(p\mu p^{\dagger}) = 7.47 \left\{ 3(G_V - 3G_A)^2 + (G_V + G_A)^2 + G_P \left( 4G_P - \frac{56}{3}G_A + \frac{16}{3}G_V \right) \right\} \cdot \text{sec}^{-1}; \quad (2)$$

где все константы выражены через  $g_V^{(\beta)}$ .

Неопределенность расчета обусловлена, в основном, неопределенностью  $\gamma$  и составляет около 5%.

В настоящее время имеются экспериментальные данные трех лабораторий:

$$W(p_{\mu}p^+) \begin{cases} = 464 \pm 42 \text{ сек}^{-1}, & [47], \\ = 450 \pm 50 \text{ сек}^{-1}, & [48], \\ = 428 \pm 85 \text{ сек}^{-1}, & [49]. \end{cases} \quad (3)$$

Сравнение результатов расчета по формуле (2) с экспериментальными данными показывает:

1) величины констант взаимодействия, в общем, согласуются с предсказаниями теории УФФ;

2) с учетом 5% неопределенности теоретического расчета, из результата Колумбийской группы [47] следует, что

$$4 \leq g_p/g_A \leq 14. \quad (4)$$

Область допустимых значений  $g_p$  получилась довольно большой; это связано с тем, что, как видно из формулы (?), вероятность захвата в  $(p_{\mu}p^+)$ - ионе слабо чувствительна к величине индуцированного псевдоскаляра;

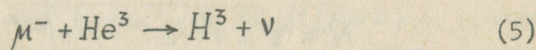
3) вероятность захвата очень сильно зависит от  $G_A$  и  $G_V$ , особенно от их относительного вывода теории в том, что  $g_A^{(\mu)}$  и  $g_V^{(\mu)}$  разных знаков;

4) с другой стороны, т.к. в гамильтониан взаимодействия входят по крайней мере три независимые константы -  $g_A$ ,  $g_V$  и  $g_p$ , необходимо по меньшей мере столько же экспериментов для их определения. Возможности же водорода из-за мезомолекулярных эффектов исчерпываются одной величиной - вероятностью захвата. Клеточно, использование поляризованных мишеней позволяет, в принципе,

измерять и другие характеристики процесса захвата (например, асимметрию углового распределения нейтронов) и получить независимую информацию о константах. При этом, повидимому, очень сильно возрастут экспериментальные трудности. Поэтому в ближайшее время вряд ли можно ожидать значительного прогресса в исследовании захвата на водороде.

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

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



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  $He^3$ , заселенных согласно статистическим весам. Во-вторых, теоретические оценки вероятности захвата могут быть выполнены весьма точно (если предполагать известными константы связи), т.к. волновая функция системы трех тел довольно хорошо известна.

$He^3$  и  $H$  - 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  $^{24}D_{1/2}$  - состояния. Из анализа экспериментальных данных об электромагнитных формфакторах [50], магнитных моментах [51], сечениях захвата нейтронов и протонов дейтонами [52] следует, что доминирующим является симметричное по пространственным координатам нуклонов  $^{22}S_{1/2}$  - состояние. Вклад полностью

антисимметричного по пространственным координатам  $^{22}S$  - состояния,  $^{22}P$  - и  $^{24}P$  - состояний пренебрежимо мал. Примесь  $^{24}D_{1/2}$  - состояния ( $\alpha_D$ ) и  $^{22}S$  - состояния ( $\alpha_{S'}$ ) смешанной симметрии (антисимметричного относительно перестановки одной пары нуклонов и симметричного относительно перестановки другой пары) - одного порядка, и вклад каждого состояния  $|\alpha_D|^2 \approx |\alpha_{S'}|^2 \approx 0.04$ . Таким образом, волновую функцию основного состояния  $He^3$  и  $H^3$  можно записать в виде

$$\psi = N^{-1} \{ \psi_S + \alpha_{S'} \psi_{S'} + \alpha_D \psi_D \}, \quad (6)$$

где  $N^{-1}$  - нормировочный множитель:

$$N = \sqrt{1 + |\alpha_{S'}|^2 + |\alpha_D|^2}.$$

Для описания радиальной зависимости используется широкий класс функции [57 - 61]. Параметры функции определяют из расчетов энергии связи при помощи вариационных методов с использованием различного рода форм потенциалов взаимодействия двух тел.

Приведенная выше волновая функция (6) использовалась многими авторами для расчета вероятности захвата  $M$  - мезонов ядрами  $He^3$ . Результаты этих расчетов приведены в таблице 4, стр.

Как было показано в главе III, вероятность захвата  $M$  - мезонов в  $He^3$  с точностью до членов порядка  $(q/2M)^2$  равна

$$W = 4(\alpha Z m_M)^3 q^2 \left\{ [M_0(-1)]^2 + [M_1(-1)]^2 + [M_1(2)]^2 \right\} \quad (7)$$

и зависит от девяти матричных элементов:  $[000]$ ,  $[000-]$ ,  $[101]$ ,  $[101-]$ ,  $[121]$ ,  $[121+]$ ,  $\frac{1}{M}[110p]$ ,  $\frac{1}{M}[011p]$  и  $\frac{1}{M}[111p]$ . Из них четыре -  $[000]$ ,  $[000-]$ ,  $[101]$  и  $[101-]$  - дают

основной вклад в вероятность перехода, остальные же приблизительно на порядок меньше их.

Структура всех матричных элементов такова

$$\begin{aligned}
 [k w u] = N^{-2} \{ & [k w u]_{SS} + |\alpha_{S'}|^2 [k w u]_{S'S'} + \\
 & + |\alpha_D|^2 [k w u]_{DD} + 2\alpha_{S'} [k w u]_{SS'} + \quad (8) \\
 & + 2\alpha_D [k w u]_{SD} + 2\alpha_{S'}\alpha_D [k w u]_{S'D} .
 \end{aligned}$$

Оценим вклад малых компонент волновых функций. Ясно, что вклад диагонального по малым компонентам матричного элемента  $|\alpha_{S'}|^2 [k w u]_{S'S'}$  и  $|\alpha_D|^2 [k w u]_{DD}$  порядка  $\sim 4\%$  относительно  $[k w u]_{SS}$ . Более существенным мог бы оказаться вклад за счет недиагональных матричных элементов  $[k w u]_{SS'}$  и  $[k w u]_{SD}$ .

Рассмотрим сначала  $[k w u]_{SD}$ . В четырех основных матричных элементах такие члены отсутствуют из-за правил отбора по орбитальному моменту. Они имеются лишь в матричных элементах  $[121]$  и  $\frac{1}{M}[121\rho]$ , которые сами на порядок меньше основных и поэтому вклад таких членов также будет невелик. Труднее оценить  $[k w u]_{SS'}$ ; здесь уже нужны численные расчеты. Как показали расчеты [52], вклад матричного элемента  $2|\alpha_{S'}|[k w u]_{SS'}$  порядка 1,5%.

Конкретные численные расчеты, выполненные в работах [62], подтверждают качественный вывод о том, что вклад малых компонент в вероятность захвата незначителен и что с большой степенью точности ( $\sim 5\%$ ) или можно пренебречь. В этом случае ядерный матричный элемент выражается через один параметр — среднеквадратичный радиус ядра, соответствующий распределению центров нуклонов.

Результаты расчета вероятности перехода оказались

слабо чувствительными к виду радиальной зависимости волновой функции, но очень сильно зависят от величины среднеквадратичного радиуса. Последние экспериментальные данные о факторах, полученные в опытах по рассеянию электронов ядрами  $He^3$  и  $H^3$  [53] и захвату  $\pi$ - мезонов [72], позволяют уточнить эту величину, и тем самым уменьшить неопределенность расчета.

Расчет вероятности захвата  $\mu$ -мезонов ядрами  $He^3$  с учетом последних экспериментальных данных о факторах был выполнен в работе [69]. Остановимся на результатах этой работы.

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

$$\begin{aligned} |M(He^3 \rightarrow H^3)|^2 &= \\ &= G_V^2 (F_S^2 - \frac{8}{3} F_S F_{S'}) + 3(G_A^2 + \frac{1}{3} G_P^2 - \frac{2}{3} G_A G_P) F_S^2 = \\ &= (G_V^2 + 3G_{G.P.}^2) F_S^2 - \frac{8}{3} G_V^2 \cdot F_S F_{S'}, \end{aligned} \quad (9)$$

где

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

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 [54].

Радиальная функция бралась в форме Гаусса и Ирвинга. Выбор функций обусловлен тем, что в этом случае хорошо описываются экспериментальные данные по рассеянию электронов. С учетом неопределенности, вызванной выбором радиальной функции,

$$F_S^2(0.27) = 0.82 \pm 0.03 ;$$

$$F_{S'}(0.27) = 0.023 \pm 0.005 .$$

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

$$W_{\text{теор.}} = 1515 \pm 55 \text{ сек}^{-1} \quad (10)$$

Приведенная ошибка отражает только неопределенность в ядерных формфакторах<sup>x)</sup>. При расчете принималось, что  $g_A/g_V = -1,16$  и  $g_P/g_A = 7$ .

Рассчитанная величина вероятности реакции (5) хорошо согласуется со средним значением результатов трех неизвестных экспериментов по захвату  $\mu$ -мезонов в  $\text{He}^3$  [69] .

$$W_{\text{эксперим.}} = 1490 \pm 40 \text{ сек}^{-1} . \quad (11)$$

Зависимость вероятности реакции (5) от отношения констант приведена на рис.2. Там же показана неопределенность как в рассчитанной, так и в экспериментальной величине вероятности. Меньшее из двух возможных значений константы индуцированного псевдоскаляра оказалось равным

<sup>x)</sup> Недавно Шифф провел новый анализ электронных формфакторов ядер  $\text{He}^3$  и  $\text{H}^3$ ; суммарная примесь  $^3\text{D}$ -состояний оказывается порядка 4 %.

$$5 \leq g_P/g_A \leq 11. \quad (12)$$

Обращает на себя внимание тот факт, что несмотря на большую точность эксперимента ( $\sim 4\%$ ) и расчета ( $\sim 3\%$ ) [69], 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, повидимому, в ближайшее время трудно ожидать заметных сдвигов в этом направлении, т.к. точность эксперимента уже сейчас довольно велика. Поэтому возникает новая задача - исследовать другие характеристики этой реакции с тем, чтобы извлечь максимально возможную информацию о природе мюон-нуклонного взаимодействия.

С этой целью в работе [73] был проведен теоретический анализ углового распределения ядер отдачи в реакции (5).

В силу несохранения четности в слабых взаимодействиях, угловое распределение ядер трития при захвате частично поляризованных  $M$ - мезонов неполяризованными ядрами  $He^3$  неизотропно:

$$W(\theta) \sim 1 + \alpha P \cos \theta \quad (13)$$

$\theta$  - угол между вектором поляризации  $\vec{P}$  и направлением вылета ядер отдачи. Комбинация констант, входящая в коэффициент асимметрии  $\alpha$ , отличается от той, которая входит в выражение для вероятности, поэтому здесь можно получить независимую информацию о константах связи.

Формула для расчета коэффициента асимметрии в переходе  $1/2 \rightarrow 1/2$  для случая произвольного заселения уровней сверхтонкой структуры мезоатома была получена

в [73]. С учетом статистического заселения уровней сверхтонкой структуры мезоатома  $\text{He}^3$ ,

$$\alpha = \frac{3}{4} \frac{\{M_0(-1) - \sqrt{\frac{1}{3}} M_1(-1) + \sqrt{\frac{2}{3}} M_1(2)\}^2}{[M_0(-1)]^2 + [M_1(-1)]^2 + [M_1(2)]^2}. \quad (14)$$

При расчете входящих в (14) матричных элементов можно ограничиться вкладом только симметричного по пространственным координатам  $^{22}S_{1/2}$  - состояния. В этом случае удастся, не используя явный вид радиальной волновой функции, выразить все ядерные матричные элементы через один - [000] :

$$\begin{aligned} [101] &= -3 [000]; \\ [011\rho] &= \sqrt{\frac{1}{3}} [110\rho]; \\ \frac{1}{M} [011\rho] &= \frac{q}{2M} [000]; \\ [121] &= 0; \\ [111] &= 0; \\ [000] &= \frac{1}{4\pi} \langle \Psi_{\text{H}^3} | \sum_i \tau_i^{(-)} j_0(qr_i) | \Psi_{\text{He}^3} \rangle. \end{aligned} \quad (15)$$

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

$$\alpha = \frac{1}{2} \frac{(C_V - C_A + C_P)^2}{C_V^2 + 3C_A^2 + C_P^2 - 2C_A C_P} \quad (16)$$

где

$$\begin{aligned} C_V &= g_V, \\ C_A &= g_A - g_V (1 + M_P - M_n) \frac{q}{2M}, \\ C_P &= \{g_P - g_V (1 + M_P - M_n) \frac{q}{2M}. \end{aligned}$$

Вклад малых компонент и вероятность перехода 5%, но т.к. в  $\alpha$  входит отношение матричных элементов, можно думать,

что точность расчета в целом в целом лучше этой величины.

Рассчитанная по формуле (16) зависимость  $\alpha$  от  $g_p/g_A$  при  $g_A = -1,24 g_V$  представлена на рис. 3. При  $g_p/g_A = 8$  коэффициент асимметрии  $\alpha$  равен 0,25. В области  $4 < g_p/g_A < 12$   $\alpha$  почти линейно зависит от  $g_p/g_A$ .

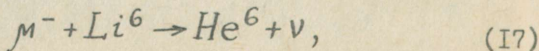
Возможное значение  $P$  для  $He^3 \sim 0,1$  [32]. Следовательно эффективный коэффициент асимметрии  $\alpha P$  оказывается порядка 0,02 - 0,03. В настоящее время трудно измерить величину такого порядка.

В принципе возможно увеличение эффективного коэффициента асимметрии путем использования поляризованных мишеней [43]. Этот вопрос подробно исследован Бухвостовым и Поповым [32].

В их работе исследуется захват  $\mu$ -мезонов полностью поляризованными ядрами  $He^3$ . Авторы показали, что из-за взаимодействия, обуславливающего тонкую и сверхтонкую структуру уровней мезоатомов, происходит сильная деполаризация  $\mu$ -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.

### § 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 (I7) из всей совокупности процессов, вызываемых захватом мюона  $Li^6$ , возможно по  $\beta$ -распаду ядра  $He^6$ , поскольку основное состояние является единственным связанным состоянием этого ядра (см. рисунок 4) и все переходы на возбужденные уровни  $He^6$  приводят к другим каналам реакции.

Экспериментов по изучению реакции (I7) пока еще нет, но в теоретических работах она рассмотрена довольно подробно [23, 74, 75]. Особой полнотой отличается работа Лоддера и Джонкера [76], результаты которой перекрывают большинство результатов других авторов. В ней исследуется чувствительность рассчитанного значения вероятности реакции (I7) 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.

В таблице 4 приведены результаты Лоддера и Джонкера для вероятности реакции (I7), 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  $He^6$  [77]. Волновые функции основных состояний этих ядер близки к чистым конфигурациям схемы  $L-S$  связи:  $[2]^{13}S$  и  $[2]^{31}S$  соответственно (стандартные обозначения:  $[f]$  - схема Юнга,  $2T+1, 2S+1 L$  - символ орбитального момента, спина и изоспина). Примесь остальных конфигураций, обусловленная нецентральной спин-орбитальным взаимодействием, невелика и слабо влияет на значения вероят-

ности  $\mu$ -захвата. Гораздо важнее с этой точки зрения другая сторона теоретического распада - вид радиальных волновых функций нуклонов в ядрах  $Li^6$  и  $He^6$ .

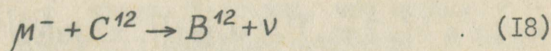
Результаты таблицы 4 получены для осцилляторных функций. В одном случае (шестая графа таблицы) значения осцилляторных частот для  $p$  - нуклонов в  $Li^6$  и  $He^6$  полагались разными, в другом (седьмая графа) - одинаковыми [78,79]. Окончательные результаты при этом очень сильно меняются. Это обстоятельство является предупреждением против попыток ставить эксперимент по изучению реакции (I7) с целью непосредственного определения констант.

Повидимому, предварительно необходимо провести тщательное исследование радиального распределения нуклонов в ядрах  $Li^6$  и  $He^6$ . Расчет  $\beta$  - распада  $He^6 \rightarrow Li^6$  [77], основанный на предположении о полном перекрывании радиальных функций нуклонов в  $He^6$  и  $Li^6$ , прекрасно 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 результат упругого рассеяния 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  $p$ -оболочке, а матричные элементы  $\mu$ -захвата зависят лишь от распределения  $p$  - нуклонов. Это резко повышает требование к обработке и интерпретации электронных экспериментов. Несомненным подспорьем в установлении ядерного матричного элемента  $\mu$ -захвата  $Li^6 \rightarrow He^6$  было бы исследование фоторождения  $\pi$ - мезонов на  $Li^6$ , с выделением канала, отвечающего основному состоянию  $He^6$  [80].

§ 4. Захват мезонов ядрами  $C^{12}$ .

Реакция



исследовалась как теоретически [23,37,81-83], так и экспериментально [84-90] многими авторами. Особое внимание к ней обусловлено тем, что вероятность перехода на основное состояние  $B^{12}$  определяется почти полностью гамма-теллеровской эффективной константой связи

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

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

При захвате мезона ядром  $C^{12}$  ядро  $B^{12}$  может образоваться не только в основном, но и в возбужденном состоянии (см. рис.5). (Мы рассматриваем сейчас только каналы, приводящие к связанным состояниям ядра  $B^{12}$ ).

В работах [86,90] было непосредственно получено отношение вероятности перехода на основное состояние  $B^{12}$  к суммарной вероятности переходов 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  $B^{12}$ . Последние измерения [90] дают следующую величину вероятности перехода в основное состояние

$$W_{\text{экс.}} = (6.75 \begin{matrix} +0.30 \\ -0.75 \end{matrix}) \cdot 10^3 \text{сек}^{-1}.$$

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

$$W = 4(\alpha Z m_M)^3 \left\{ [\mu_1(-1)]^2 + [\mu_1(2)]^2 \right\}, \quad (19)$$

где  $\mu_u(\kappa)$  были введены выше. Для того, чтобы рассчитать вероятность захвата, необходимо знать матричные элементы, входящие в  $\mu_u(\kappa)$ . Если пренебречь скоростными членами и матричным элементом  $[I2I]$  и положить  $[kwi \pm] = [kwi]$ , тогда вероятность захвата  $W$  сводится к следующей величине

$$W = \frac{2}{3} (\alpha Z m_M)^3 [I0I], \quad (20)$$

где, согласно (III.13),  $[I0I] \sim \langle 1^+, T=1 | \sum_i \tau_i^{(+)} \vec{\sigma}_i \cdot j_0(qr_i) | 0^+, T=0 \rangle$ . Так как в  $C^{12}$  и  $B^{12}$  "внешние" нуклоны находятся в одной  $1p$  оболочке, то матричный элемент  $[I0I]$  факторизуется относительно радиальной и угловой переменных:

$$\begin{aligned} & \langle 1^+, T=1 | \sum_i \tau_i^{(+)} \vec{\sigma}_i \cdot j_0(qr_i) | 0^+, T=0 \rangle = \\ & = \langle 1^+, T=1 | \sum_i \tau_i^{(+)} \vec{\sigma}_i | 0^+, T=0 \rangle \cdot \\ & \quad \cdot \langle 1p | j_0(qr) | 1p \rangle. \end{aligned} \quad (21)$$

Интеграл от радиальной функции вычисляется непосредственно с помощью одночастичных волновых функций, параметры которых, в свою очередь, можно получить из опытов Хофштадтера [92], а матричный элемент от  $\vec{\sigma}$  тот же, что и обратном процессе  $\beta$ -распада. Тем самым, с точностью до опущенных членов, вероятность перехода  $C^{12} \rightarrow B^{12}$  в  $\mu$ -захвате выражается через вели-

чину  $\tau_f$   $\beta$ -распада  $B^{12} \rightarrow C^{12}$  и упругий формфактор  $C^{12}$ . Остается оценить опущенные члены. Для этого приходится обратиться к модельному расчету.

В работе Мориты и Фудзии [37] такой расчет был выполнен в рамках  $j-j$  связи. Известно, что использование функций  $j-j$  связи для описания процесса  $\beta$ -распада не приводит к согласию с экспериментом: для вероятности распада теория дает приблизительно в 4,5 раза завышенный результат. Это связано с тем, что завышенной оказывается величина

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

Такая же картина должна наблюдаться и в  $M$ -захвате. Поэтому авторы везде рассматривают отношение этих матричных элементов, для которых модель дает хорошее согласие, а  $W_\beta$  берут из эксперимента. При этом учитывается то, что отношение угловых частей основных матричных элементов  $[101]$  и  $[121]$  слабо меняется при варьировании параметров модели (см. рис. 6). Авторы получили  $W_M = 7120 \text{ сек}^{-1}$ .

Можно непосредственно рассчитать  $W_M$  и  $W_\beta$  в рамках модели промежуточной связи, как это сделано в работе Фламманда и Форда [82, 83]. При оптимальном значении параметра модели  $a/\kappa = 4,5$  рассчитанное значение  $W_\beta$  хорошо согласуется с экспериментальным.

Сравнение теории и эксперимента дано на рис. 7. В пределах ошибок эксперимента результаты опыта согласуются с расчетами по теории УВФ с константами (I.57).

Таким образом, эксперимент подтверждает равенство

$$|g_A^{(M)}| = |g_A^{(\beta)}|,$$

но точность, с которой это равенство подтверждено, не превосходит 20%. Что касается попыток определить влияние дополнительных констант взаимодействия, то точность теоретических и экспериментальных оценок вероятности захвата для этого недостаточна.

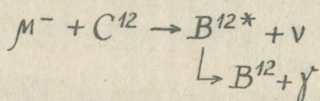
Зная константу  $G^2 = G_F^2 + 3G_{G.T.}^2$  из опыта по захвату  $\mu$ -мезона в  $He^3$  и константу  $G_{G.T.}^2$  из опыта по захвату в  $C^{12}$ , можно оценить величину фермиевского члена.

Результат оценки

$$|G_F| = 0.8_{-0.8}^{+0.4} |G_{G.T.}| \quad (22)$$

согласуется с соотношением, следующим из теории, хотя точность пока еще весьма невелика.

Дополнительную возможность определения констант представило бы, в принципе, измерение корреляции гамма-кванта и нейтрино (ядра отдачи) при захвате  $\mu$ -мезона. Расчет такого рода для реакции



выполнен Поповым [93].

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  $\vec{\sigma}$  (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):  $(\vec{\sigma} \vec{q})$  - псевдоскаляр, определяющий угловое распределение ядер отдачи при захвате поляризованного  $\mu$ -мезона;

(  $\vec{q}, \vec{k}$  ) - скаляр, определяющий угловую корреляцию  $\gamma$  кванта и ядра -отдачи при захвате неполяризованных мезонов;

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

$$W(\theta_{\gamma\nu}) \sim 1 - \kappa \cdot \left(\frac{q}{M}\right) P_2(\vec{q}, \vec{k}). \quad (23)$$

По расчетам [94], при  $g_p/g_A = 8$  коэффициент  $\kappa \left(\frac{q}{M}\right)$  в переходе  $C^{I2} \rightarrow B^{I2}$  может достигать величины 20%, причем (что особенно важно)  $g_p$  входит в  $\kappa$  линейно, т.е. по знаку  $\kappa$  можно определить знак  $g_p$ .

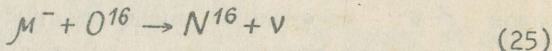
Морита и Гринберг [95] рассчитали угловое распределение ядер отдачи в переходе  $C^{I2}(0^+) \rightarrow B^{I2}(1^+)$  при захвате поляризованием  $\mu$ -мезонов. Пренебрегая переходами на возбужденные состояния остаточного ядра, они получили для коэффициента  $\alpha$  углового распределения ядер

$$W(\theta) \sim 1 + \alpha P_{\mu} \cos \theta \quad (24)$$

значение  $\alpha = 0,5-0,8$  в зависимости от значения  $g_p/g_A$  в интервале  $0 \div 8$ . Этот расчет выполнен в рамках схемы  $j-j$  связи. Его результаты приведены на рис.8. Для сравнения приведен расчет  $\alpha$ , основанный на нечувствительности величины  $\alpha$  к ядерным матричным элементам перехода. Пренебрегая "скоростными" членами, а также учитывая малость матричного элемента  $[I2I]$  по сравнению с  $[I0I]$ , мы получаем выражение для  $\alpha$ , вообще не зависящее от модели ядра [38].

§ 5. Захват мюонов ядрами  $O^{16}$ .

Реакция



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

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  $g_R$  и  $g_A$  ;

2) вероятность перехода  $0^+ \rightarrow 1^-$  не зависит от  $g_R$ , но зависит от  $g_M$ ,  $g_V$  и  $g_A$ .

3) вероятность перехода  $0^+ \rightarrow 2^-$  зависит от  $g_A$ ,  $g_M$  и  $g_R$ .

Схема связанных состояний ядра  $N^{16}$  приведена на рис.9.

Переходы на уровни  $J = 0^-, 1^-$  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 [96,97]). Поэтому в дальнейшем можно рассматривать только три уровня:  $0, 1^-$  и  $2^-$ .

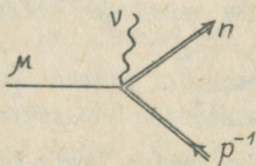
Указанная зависимость вероятности переходов от констант взаимодействия делает очень привлекательной исследование захвата  $\mu$ -мезонов в  $O^{16}$  с точки зрения полу-

чения информации о константах мюон-нуклонного взаимодействия. Впервые на это обратили внимание Шапиро и Блохинцев [98]. 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  $O^{16}$ , помимо их непосредственной значимости для обсуждения реакции (25), ценны данным в них, по-существу, общим анализом пригодности одночастичной модели в теории  $\mu$ -захвата. Проведение такого анализа именно 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.

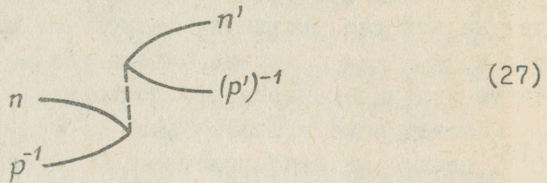
В первых двух работах Балашова, Беляева и Эрамжяна [99], Эриксона и Сенса [100] исследовалась чувствительность ядерных матричных элементов  $\mu$ -захвата к включению корреляций между нуклонами. Рассмотрение было основано на данном впервые Эллиоттом и Флауэрсом, а затем широко развитом многими авторами [102], т.н. "частично-дырочном" подходе.

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

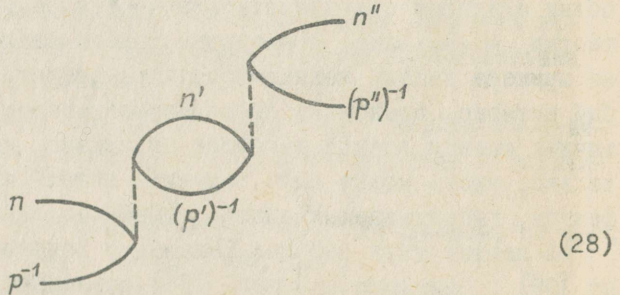


(26)

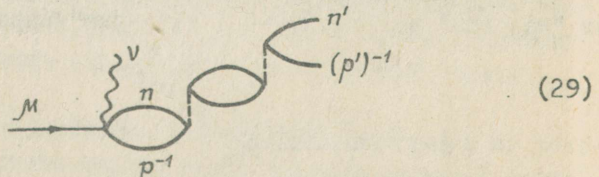
Вследствие взаимодействия между нуклонами в ядре, не сводимого к самосогласованному полю, ("остаточного взаимодействия") возникает взаимодействие между "частицами" и "дыркой", приводящее к их рассеянию друг на друга. В процессе рассеяния могут изменяться квантовые числа и "частицы" и "дырки", например:



или



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



Если, поступая в духе метода Тамма-Данкова, учитывать только такие столкновения частицы и "дырки" (как одно-

кратные, так и многократные), которые не выводят ни частицу, ни "дырку" за пределы полосы состояний, ограниченной магическими числами, а также не учитывать так называемых "идущих назад диаграмм", соответствующих поляризации основного состояния ядра, то суммирование всевозможных диаграмм типа (26) и (29) осуществляется с помощью стандартной процедуры диагонализации гамильтониана на базе "частично-дырочных" состояний. Волновая функция конечного ядра предстает в виде суперпозиции таких состояний

$$\Psi_{J_f}^{(\dagger)} = \sum_{n,p} a(n,p) |p^{-1}n\rangle_{J_f} \quad (30)$$

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

В таблице 5 приведены коэффициенты  $a(n,p)$  для волновых функций  $0^-$ ,  $1^-$  и  $2^-$  ядра  $N^{16}$ , использованные в расчетах [40,99]. 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 (25) изменилось от 1,5 до 2 раз [99]. Тот же результат был получен в работе Эриксона и Сенса [100], где рассматривалось только отношение вероятностей переходов  $0^+ \rightarrow 0^-$  и  $0^+ \rightarrow 1^-$ .

Работы [99,100] носили характер предупреждения против слишком доверчивого отношения к одночастичной модели. Последующие работы [40,67,92,103-105] были

более обстоятельными. В работе Эрамжяна [40] исследована чувствительность вероятностей рассматриваемых парциальных переходов к самым 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 [40] (они частично повторяют уже известные результаты более ранних работ)<sup>х)</sup> приведены на рис. 10. На рис. 10 а, б, в показана зависимость вероятностей парциальных переходов в реакции (I) на уровни  $2^-$ ,  $1^-$  и  $0^-$  ядра  $N^{16}$  от амплитуды  $V_0$  остаточных взаимодействий между нуклонами. Расчет проведен для сил типа Гаусса с обменным вариантом Розенфельда. Зависимость от  $V_0$  - наиболее сильная из всех рассмотренных. В табл. 5 показаны результаты расчета волновых функций состояний  $2^-$  для двух вариантов радиальной зависимости остаточного взаимодействия - типа Юкава; наблюдаемые между ними расхождения - гораздо меньшего масштаба, чем между каждым из них и случаем чистой одночастичной модели ( $V_0 = 0$ ). Из табл. 6 видны масштабы различия, возникающего при замене обменного варианта Розенфельда другим - вариантом Сонера [40].

---

<sup>х)</sup> Помимо различия в выборе параметров модели, разные авторы отличаются друг от друга также в других отношениях, в частности, в способе учета мезонной функции. Как отмечалось выше, в [II], при этом возникают различия масштаба 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.

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

В работе [40] показано, что это значение невозможно согласовать с другими, известными данными по ядрам  $O^{16} - N^{16}$ , например, резко завышенным оказывается положение дипольного гигантского резонанса в  $O^{16}$ . При "оптимальных" же значениях параметров (в районе, близком к значениям работ Эллиотта и Флауэрс [101] и Желе [102]) все рассмотренные вероятности переходов оказываются завышенными по сравнению с экспериментом. Нам представляется, что в этом сказывается общий порок традиционного "частично-дырочного" подхода. Известно, что такое завышение наблюдается также в расчетах вероятности фотопоглощения и формфакторов неупругого рассеяния электронов на  $O^{16}$  с возбуждением уровней отрицательной четности типа "частица-дырка" [107, 108].

Для полноты картины приведем также итоговые данные по расчету отношения вероятности переходов  $0^+ \rightarrow 0^-$  и  $0^+ \rightarrow 1^-$  (рис. 11). Здесь особенно бросается в глаза досадная неоднозначность экспериментальных данных. Если результаты, полученные в [96], вполне совместимы с

$g_p \approx 8g_A$  практически независимо от выбора параметров модели, то данные [97] требуют для своего объяснения скорее отрицательных, чем положительных значений  $g_p/g_A$

Экспериментом был проведен расчет асимметрии углового распределения ядер отдачи  $N^{16}$  при захвате поляризованных  $M$ -мезонов кислородом [40]. На рис. 12 показана зависимость коэффициента асимметрии  $\alpha$  для перехода на уровень  $1^-$  от амплитуды взаимодействия между нуклонами  $V_0$ ;  $\alpha$  меняется очень сильно, это обусловлено высокой чувствительностью отношения фермиевского и га-

мов-теллеровского матричного элемента к включению корреляций между нуклонами. Величина  $\alpha$  для перехода на основное состояние  $2^-$ , наоборот, очень слабо зависит от  $V_0$  (см. табл. 8, стр. 99), но резко меняется в зависимости от отношения  $g_p/g_n$ <sup>x)</sup>. Поскольку вероятность перехода на основное состояние значительно больше, чем суммарная вероятность на уровнях  $0^-$  и  $1^-$ , результирующая величина  $\alpha$ , рассчитанная с учетом высвечивания возбужденных состояний, мало отличается от  $\alpha$  для уровня  $2^-$  (рис. 13).

§ 6. О возможностях изучения парциальных переходов при захвате  $M$ -мезонов легкими ядрами.

Какие еще ядра, кроме рассмотренных  $He^3$ ,  $Li^6$ ,  $C^{12}$  и  $O^{16}$ , могли бы быть использованы в качестве мишеней для изучения парциальных переходов в  $M$ -захвате? Сразу же отпадают средние и тяжелые ядра, где плотность уровней остаточного ядра велика и выделение парциальных переходов невозможно в силу больших экспериментальных трудностей. Даже в районе ядер  $Mg - Al$  такая задача, повидимому, 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 Эрамбяном [40].

Как говорилось выше, в связи с обсуждением  $M$ -захвата в кислороде, существующая теория не в состоянии обеспечить необходимую точность вычислений ядерных

---

<sup>x)</sup> Напомним, что то же самое мы видели при рассмотрении захвата в  $C^{12}$  (парциальный переходу на основное состояние  $B^{12}$ ). Причина общая - в обоих случаях происходит почти чистый гамов-теллеровский переход.

матричных элементов в случае запрещенных переходов. Обратимся к разрешенным переходам.

В таблице 3, стр. 96 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 чего-либо особенно нового по сравнению с подробно изученными процессами захвата мюонов ядрами  $He^3$  и  $C^{12}$ .

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, здесь вероятность захвата из низшего состояния  $F_- = J - 1/2$  определяется исключительно (опять-таки с точностью до сделанных выше оговорок) константой  $g_p$ . Реализация таких условий возможна при изучении  $\mu$ -захвата 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. I4 и I5. Конечно, оба эксперимента были бы очень трудны, но, повидимому, стоит

идти на эти трудности, учитывая ценность информации, которую дадут эти эксперименты.

§ 7. Измерение 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. Измерение времени жизни, а следовательно и полной вероятности захвата проведены в настоящее время для большого числа ядер. Экспериментальные результаты показаны на рис. 16.

При малых  $Z$  полная вероятность захвата  $\Lambda_c$  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 механизма захвата в области тяжелых ядер является принцип Паули (увеличение относительного веса состояний, в которые запрещен переход нейтрона) и "размазывание" волновой функции  $\mu$ -мезона.

Эти факторы отражены в известной "формуле Примакова":

$$\Lambda_c(Z) = Z_{\text{эфф}}^4 \cdot \Lambda(H_1') \gamma \left(1 - \frac{A-Z}{2A} \delta\right) \quad (31)$$

здесь  $Z_{\text{эфф}}$  - "эффективный заряд" ядра, учитывающий его конечные размеры (см. рис. 1);  $\Lambda(H_1')$  - вероятность захвата в водороде;  $\gamma$  - отражает изменение фазового

объема реакции при переходе от водорода к ядру:

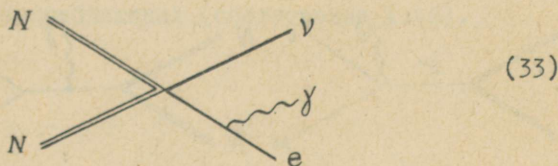
$$\gamma = \frac{\langle q_{\nu}^2 \rangle_{A,Z}}{\langle q_{\nu}^2 \rangle_{H^1}} \quad (32)$$

Формула Примакова получена [52] 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 полуэмпирическую формулу, а  $\gamma$  и  $\delta$  как параметры подгонки, она хорошо описывает общую зависимость  $\Lambda_c$  от  $A$  и  $Z$ .

В течение длительного времени теория не могла дать для расчета полной вероятности захвата ничего более лучшего, чем формула Примакова. В последнее время интерес к проблеме полной вероятности  $\mu$ -захвата вновь возрос с успешным использованием в этой задаче современных представлений и коллективных возбуждениях ядер. Подробное рассмотрение вопроса дано в [1].

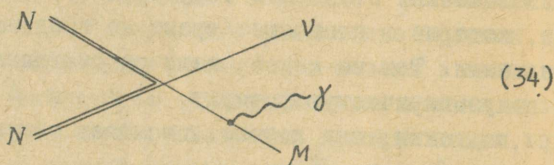
### § 8. Радиационный захват.

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

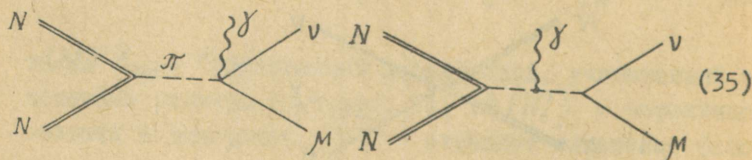


находятся в очень хорошем согласии с экспериментами по определению относительной вероятности такого процесса и формы сплошного спектра фотонов.

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 [92, 109-116]. Значение этих расчетов определяется, главным образом, тем, что с их помощью можно получить важные оценки таких диаграмм радиационного захвата мюонов, которые практически несущественны при рассмотрении захвата электронов, но которые нельзя отбросить при описании радиационного захвата мюонов сложными ядрами. 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 работе Руда [92].

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 волновых функций;

б) характеристики радиационного захвата (особенно высоко - энергичная часть спектра фотонов) весьма чувствительны к величине наведенной псевдоскалярной константы  $g_p$ .

Измерения спектра фотонов радиационного захвата мезонов на ядре  $\text{Ca}^{40}$  были приведены в работе [117]. Соответствующие расчеты выполнены Рудом и др. [92, 114].

Из сопоставления этих данных получается несколько завышенное, по сравнению с предсказываемым теорией, значение  $g_p/g_A$  от 13 до 18 - в зависимости от варианта теоретического расчета<sup>х)</sup>.

---

<sup>х)</sup> Варьирование касалось вида формфактора  $B(q^2)$  наведенного псевдоскаляра:  $B(q^2)$  выбиралось в полюсном (одномезонном) приближении (соотношение 1.46).

§ 9. Изучение продуктов распада ядер

при  $\mu$  - захвате.

Опыты по регистрации нейтронов и заряженных частиц, испускаемых ядрами в результате  $\mu$ -захвата, вызывают в настоящее время все возрастающий интерес. Однако, как уже отмечалось во введении, интерпретация этих опытов находится еще на самой начальной стадии и, повидимому, еще очень рано говорить об их использовании для установления констант слабого взаимодействия. Отметим, однако, для полноты основные проблемы в этой области исследований.

1. Большую дискуссию вызвали экспериментальные результаты группы Евсеева в Дубне [118], касающиеся асимметрии углового распределения нейтронов при захвате поляризованных  $\mu$ -мезонов легкими ядрами. Эти результаты резко разошлись с предсказаниями теории "прямого" испускания нейтронов при  $\mu$ -захвате [115-122].

2. В работах [104, 123, 124] был предложен т.н. "резонансный механизм" испускания нейтронов. Расчеты, проведенные для ядер  $O^{16}$  и  $Ca^{40}$  (и позднее повторенные Юбералем [125] также для  $C$ ), показали, что этот механизм существенно преобладает над механизмом "прямого" испускания даже в жесткой части энергетического спектра нейтронов ( $E_n \sim 5-10$  Мэв). Однако, расчеты углового распределения нейтронов с учетом резонансных эффектов очень сложны, и до сих пор в этом направлении не проведено даже качественных оценок.

3. В связи с относительно большим выходом заряженных частиц (протонов,  $\alpha$  - частиц) в  $\mu$ -захвате обсуждается своеобразный механизм двууклонного поглощения мезонов на поверхности ядра [126], подобный из -

вестному "квазидейтронному" механизму поглощения гамма-квантов большой энергии [127]. Возможно, необходимо принимать во внимание подобный механизм для объяснения высокой асимметрии углового распределения нейтронов в самой жесткой части спектра.

---

Мы рассмотрели довольно широкий круг вопросов, относящихся к различным сторонам процесса  $\mu$  - захвата. К сожалению, в настоящее время только три эксперимента могут быть использованы для проверки гипотез, положенных в основу существующих теорий слабых взаимодействий. Это - захват мюонов водородом и парциальные переходы при захвате мюонов ядрами  $\text{He}^3$  и  $\text{C}^{12}$ , соответствующие основным состояниям конечных ядер. Даже в этих случаях интерпретация экспериментальных данных не очень совершенна. Пока можно лишь сказать, учитывая и неточности эксперимента, и неточности теоретического анализа, что эти экспериментальные результаты не противоречат основным постулатам теории. В частности, они свидетельствуют о заметном вкладе наведенного псевдоскалярного взаимодействия. Однако интервал допустимых значений для констант остается еще очень широким. Это, конечно, понятно, поскольку самих констант, подлежащих изучению, больше, чем экспериментов. Нужны дополнительные эксперименты. Проведенный выше анализ показывает, что, в принципе, возможности таких дополнительных экспериментов имеются. На наш взгляд, это опять-таки прежде всего эксперименты по изучению парциальных переходов. Повидимому, все они более сложны, чем рассмотренные выше эксперименты по водороду,  $\text{He}^3$  и  $\text{C}^{12}$ , однако, важно учитывать и дру-

гую сторону: во всех случаях необходимо предварительное изучение ядер, привлекаемых для постановки опытов по  $M$ -захвату. Можно думать, что с точки зрения получения "опорных данных" для расчета ядерных матричных элементов  $M$ -захвата наиболее перспективны такие эксперименты, как упругое и неупругое рассеяние электронов высокой энергии [107, 108] и фоторождение  $\pi$ -мезонов с выделением соответствующих парциальных переходов [80] .

Л и т е р а т у р а<sup>х)</sup>

1. В.В.Балашов, Р.А.Эрамжян. "Захват мюонов сложными ядрами и проблемы слабых взаимодействий". Препринт ОИЯИ.
2. R.P.Feynman, M.Gell-Mann. Phys. Rev., 109, 193 (1958).
3. E.C.G.Sudarshan, R.E.Marshak. Phys. Rev., 109, 1860 (1958).
4. H.A. Tolhoek. Selected Topics in Nuclear Theory. Int. Atomic Energy Agency. Vienna, 1963.
5. R.H. Dalitz. Proc. Roy. Soc., A 285, 229 (1965).
6. R.J. Blin-Stoyle. Proc. Rutherford Jubilee Int. Conf. Manchester (1961), p. 677.
7. C.S. Wu. Report on Paris Conf. on Nuclear Structure.
8. S.L. Adler. Phys. Rev. Letters, 14, 1051 (1965).
9. W.S. Weisberger. Phys. Rev. Letters, 14, 1047 (1965).
10. С.С.Герштейн, Я.Б.Зельдович. ЖЭТФ, 2, 576 (1956)
11. М.В.Терентьев. ЖЭТФ, 44, 1320 (1963).
12. С.Д.Дрелл, Ф.Захариазен. Электромагнитная структура нуклонов. ИИЛ, Москва, 1962.
13. A.F. Dunaitsev, V.I. Petrukhin, Yu.D. Prokoshkin, V.I. Rykalin. Phys.Letters, 1, 138 (1962).
14. P. Depommier, J. Heintze, A. Mukhin, C. Rubbia, V. Soergel, K. Winter. Phys. Letters, 2, 23 (1962).
15. R. Bacastow. T. Elioff, R. Larsen, C. Wiegand, T. Ypsilantis. Phys. Rev. Letters, 9, 400 (1962).

---

<sup>х)</sup> Лит.ссылки были несколько обновлены при подготовке лекций к печати.

16. M.L. Goldberger, S.B. Treiman.  
Phys.Rev., 110, 1478 (1958).
17. M.L. Goldberger, S.B. Treiman.  
Phys. Rev., 111, 354 (1958).
18. L. Wolfenstein. Nuovo Cimento, 8, 882 (1958).
19. Y. Nambu. Phys. Rev. Letters, 4, 380 (1960).
20. J.C. Taylor. Phys. Letters, 11, 77 (1964).
21. Л.Б.Окунь. "Слабое взаимодействие элементарных частиц". Физматгиз, Москва, 1963.
22. S. Weinberg. Phys. Rev., 112, 1375 (1958).
23. A. Fujii, H. Primakoff. Nuovo Cimento, 62, 327 (1957).
24. J.R. Luyten, H.P.C. Rood, H.A. Tolhoek.  
Nucl. Phys., 41, 236 (1963).
25. I. Fujita, Z. Matumoto, E. Kuroboshi, H. Miyazawa.  
Progr. Theor. Phys., 20, 308 (1958).
26. R.J. Blin-Stoyle, S. Papageorgiou.  
Phys. Letters, 14, 343 (1965).
27. А.О.Вайсенберг. Мю-мезон. Москва, 1964.
28. I. Shmushkevich. Nucl. Phys., 11, 419 (1959).
29. В.А.Джрбашян. ЖЭТФ, 36, 277 (1959).
30. R.A. Mann, M.E. Rose. Phys. Rev., 121, 293 (1961).
31. А.П.Бухвостов, И.М.Шмушкевич. ЖЭТФ, 41, 1895 (1961).
32. А.П.Бухвостов, Н.П.Попов. ЖЭТФ, 46, 1842 (1964)
33. R. Winston. Phys. Rev., 129, 2766 (1963).
34. V.L. Telegdi. Phys. Rev. Letters, 3, 59 (1959).
35. И.М.Шмушкевич. ЖЭТФ, 36, 953 (1959).
36. Г.Е.Пустовалов. ЖЭТФ, 36, 1806 (1959).
37. M. Morita, A. Fujii. Phys. Rev., 118, 606 (1960).

38. Г.Я.Коренман, Р.А.Эрамбян. Препринт ОИЯИ,  
Р - II60, Дубна, 1962.
39. Г.Я.Коренман, Р.А.Эрамбян. Препринт ОИЯИ,  
Р - 2063, Дубна, 1965.
40. Р.А. Эрамбян. Доклад на У Всесоюзной межвузовской  
конференции. Ужгород, 1963.
41. А.Р. Jekson. Phys. Rev., 109, 1216 (1959).
42. И.С.Шапиро, Л.Д.Блохинцев. ЖЭТФ, 37, 760 (1959).
43. А.Буках, Н.П.Попов. ЖЭТФ, 44, 1679 (1963).
44. J. Bernstein. Phys. Rev., 115, 694 (1959).
45. С.С.Герштейн. ЖЭТФ, 34, 993 (1958).
46. S. Weinberg. Phys. Rev., Letters, 4, 575 (1960).
47. W.R. Wessel, P. Philipson. Phys. Rev.  
Phys. Rev. Letters, 13, 23 (1964).
48. H.P.C. Rood. Preprint CERN, Geneva, 1965.
49. I.F. Rothberg et. al. Phys. Rev., 132, 2664 (1963).
50. E. Berolini et. al. Proc. of 1962 Int. Conf. on  
High Energy Physics, CERN.
51. R. Hildebrand, J. H. Doede. Proc. of the 1962 Int.  
Conf. on High Energy Physics, CERN.
52. H. Primakoff. Rev. Mod. Phys., 31, 802 (1959).
53. H. Collard, R. Hofstadter, A. Johansson, R. Parks,  
M. Ryneveld, A. Walker, M.R. Yearian, R.B. Day,  
R.T. Wagner. Phys. Letters, 11, 132 (1963).
54. I.L. Schiff. Phys. Rev., 133, B 802 (1964).
55. М.Верде. Строение атомного ядра. ИИЛ, Москва, 1959.
56. Б.В.Струминский. ЖЭТФ, 47, II47 (1964).
57. J. Irving. Phil. Mag., 42, 338 (1951).
58. T. Kikuta, M. Morita, M. Yamada.  
Prog. Theor. Phys., 15, 222 (1956).

59. H.J. Mang, W. Wild. Z. f. Phys., 154, 182 (1963).
60. J. Pappademos. Nucl. Phys., 42, 122 (1963).
61. J.C. Gunn, J. Irving. Phil. Mag., 42, 1353 (1951).
62. H. Wahweiler. Z.f. Phys., 172, 375 (1963).
63. A. Fujii. Phys. Rev., 118, 870 (1960).
64. C. Werntz. Nucl. Phys., 16, 59 (1960).
65. L. Wolfenstein. Proc. of the Int. Conf. on High Energy Nucl. Phys. Geneva, 1962, p.821.
66. A.F. Yano. Phys. Rev. Letters, 12, 110 (1964).
67. I. Duck. Nucl. Phys., 35, 27 (1962).
68. R.J. Oakes. Phys. Rev., 136, B 1747 (1964).
69. О.А. Займидорога, Б.В. Струминский, Р.М. Суляев, И.В. Фаломкин, В.М. Цупко-Ситников, Ю.А. Щербаков. ЖЭТФ, 48, 1594 (1965).
70. A. Fujii, Y. Yamaguchi. Progr. Theor. Phys., 31, 107 (1964).
71. W. Dreshsler, B. Stech. Z.f. Phys., 178, 1 (1964).
72. О.А. Займидорога, М.М. Кулюкин, Р.М. Суляев, И.В. Фаломкин, А.И. Филиппов, В.М. Цупко-Ситников, Ю.А. Щербаков. ЖЭТФ, 48, 1267 (1965).
73. Г.А. Коренман, Р.А. Эрамжян. ЖЭТФ, 45, IIII (1963).
74. H. Uberall. Phys. Rev., 116, 218 (1959).
75. Tsin Tschén-Zhui. Scientia Sinica, 13, 337 (1964).
76. A. Lodder, C.C. Jonker. Phys. Letters, 15, 245 (1965).
77. S. Cohen, D. Kurath. Nucl. Phys., 73, 1 (1965).
78. D.F. Jackson. Proc. Phys. Soc., 79, 1041 (1962).
79. A.R. Bodmer, S.S. Ali. Nucl. Phys., 40, 463 (1963).

80. В.В. Балашов, Г.Я. Коренман, Т.С. Мачарадзе.  
Ядерная физика, I, 899 (1965).
81. L. Wolfenstein. Nuovo Cimento, 13, 319 (1959).
82. G. Flammand, K.W. Ford. Phys. Rev., 116, 1591(1959).
83. V. Gillet, D.A. Jenkins. Phys. Rev., 140, B 32(1965).
84. T.N. Godfrey, Phys. Rev., 92, 512 (1953);  
Thesis, Princeton University, New Jersey, 1954.
85. J.O. Burgman, F. Fisher, B. Leontik, A. Lundby,  
R. Meuhler, J.P. Stroot, J.D. Teja.  
Phys. Rev. Letters, 1, 469 (1958).
86. H.V. Argo, F.B. Harrison, H.W. Kruse, A.D. McGuire.  
Phys. Rev., 114, 626 (1959).
87. B.L. Bloch. Thesis, Carnegie Institute of Technology,  
Report NYO-9280 (1960).
88. J.G. Fetkovich, T.H. Fields, R.L. McIlwain.  
Phys. Rev., 118, 319 (1960).
89. G.T. Reynolds, D.B. Scarl, R.A. Swanson, J.R. Waters  
R.A. Z̄ornis. Phys. Rev., 129, 1790 (1963).
90. E.J. Mayer, R.M. Edelstein, R.T. Siegel.  
Phys. Rev., 133, B 663 (1964).
91. Л. Элтон. Размеры ядер. ИИЛ, Москва, 1962.
92. H.P.C. Rood. Thesis, University of Groningen,  
Netherland, 1964.
93. Н.П. Попов. ЖЭТФ, 44, 1679 (1963).
94. Z. Oziewicz, N.P. Popov. Phys. Letters, 15, 273  
Phys. Letters, 15, 273 (1965).
95. M. Morita, D. Greenberg. Phys. Rev., 119, 435 (1960).
96. R. Cohen, S. Devons, A. Kanaris,  
Phys. Rev. Letters, 15, 134 (1963);  
Nucl. Phys., 57, 255 (1964).

97. A. Astbury, L.B. Auerbach, D. Cutts, R.J. Esterling, D.A. Jenkins, N.H. Lipman, R.E. Shafer. Nuovo Cimento, 33, 1020 (1964).
98. И.С. Шапиро, Л.Д. Блохинцев. ЖЭТФ, 39, III2 (1960).
99. В.В. Балашов, В.Б. Беляев, Р.А. Эрамян. Препринт ОИЯИ, Р-887, Дубна, 1962.
100. T. Ericson, J. Sens. Preprint CERN, 1961.
101. J.P. Elliott, B.H. Flowers. Proc. Roy. Soc., A 232, 57 (1957).
102. V. Gillet, N. Vinh-May. Nucl. Phys., 54, 321 (1964). Nucl. Phys., 57, 598 (1964). G.E. Brown, L. Castillegio, J.A. Evans. Nucl. Phys., 22, 1 (1961).
103. T. Ericson, J.C. Sens, H.P.C. Rood. Nuovo Cimento, 34, 51 (1964).
104. В.В. Балашов, В.Б. Беляев, Н.М. Кабачник, Г. Я. Коренман, Р.А. Эрамян. Труды XII Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964.
105. V. Gillet, D.A. Jenkins. Phys. Rev., 140, B32 (1965).
106. M. Morita, A. Fujii. Phys. Rev., 118, 606 (1960).
107. T. DeForest, J.D. Walecka, G. Vanpraet, W.C. Barber. Phys. Letters, 16, 311 (1965).
108. T. DeForest. Phys. Rev., 139, B 1239 (1965).
109. K. Hu-ang, C.N. Yang, T.D. Lee. Phys. Rev., 108, 1340 (1957).
110. G.K. Manacher, L. Wolfenstein. Phys. Rev., 116, 782 (1959).
111. G.K. Manacher, Carnegie Institute of Technology Report NYO-9284 (1961).
112. Г.А. Лобов. ЖЭТФ, 45, 7I3 (1963).

113. G.I. Opat. Report, University of Pennsylvania, 1964.
114. J.R. Luyten, H.A. Tolhoek.  
Nucl. Phys., 70, 138 (1965).
115. J.B. Bernstein. Phys. Rev., 115, 694 (1959).
116. G.A. Lobov. Nucl. Phys., 43, 430 (1963).
117. H. Conversi, R. Diebold, D.de Lella.  
Phys. Rev., 136, B 1077 (1964).
118. V. Evseev et. al. Phys. Rev. Lett., 6, 332 (1963).
119. E. Lubkin. Ann.of Phys., 11, 414 (1960).
120. H. Überall. Nuovo Cimento, 6, 533 (1957).
121. Э.И. Долинский, Л.Д. Блохинцев. ЖЭТФ, 34, 759 (1958); 35, 1488 (1958).
122. М.К. Акимова, Л.Д. Блохинцев, Э.И. Долинский.  
ЖЭТФ, 39, 1806 (1960).
123. В.В. Балашов, Н.М. Кабачник, Р.А. Эрамжян.  
Доклад на У Всесоюзной межвузовской конференции  
по теории элементарных частиц, Ужгород, 1963.
124. V.V. Balashov, V.B. Beliaev, R.A. Eramjian,  
N.M. Kabachnik. Phys. Letters, 9, 168 (1964).
125. H. Überall. Phys. Rev., 139, B 1239 (1965).
126. P. Singer. Phys. Rev., 124, 1602 (1961).
127. V. Telegdi. Phys. Rev. Letters, 8, 327 (1962).

### Таблица 1

Вероятность захвата  $\mu^-$ -мезонов  $\frac{W_F}{4(\alpha Z \mu)^3 q^2 \cdot 2J+1/2J_i+1}$   
 при различном заселении уровней сверхтонкой структуры.  
 Разрешенные переходы.

$J_i \rightarrow J$	$F_+$	$F_-$	Стат. заселение
$0 - 0$	$M_0^2(-1)$		$M_0^2(-1)$
$0 - 1$	$M_1^2(-1) + M_1^2(2)$		$M_1^2(-1) + M_1^2(2)$
$1 - 0$	$\frac{3}{2} M_1^2(2)$	$3 M_1^2(-1)$	
$1 - 2$	$\frac{3}{2} M_1^2(-1) + \frac{3}{4} M_1^2(2)$	$\frac{3}{2} M_1^2(2)$	
$1/2 - 3/2$	$\frac{4}{3} M_1^2(-1) + \frac{5}{6} M_1^2(2)$		
$3/2 - 1/2$	$M_1^2(2)$	$\frac{8}{3} M_1^2(-1) + \frac{1}{6} M_1^2(2)$	
$3/2 - 5/2$	$\frac{8}{5} M_1^2(-1) + \frac{7}{10} M_1^2(2)$	$\frac{3}{2} M_1^2(2)$	
$3 - 2$	$\frac{3}{2} M_1^2(2)$	$\frac{4}{3} \{ 7 M_1^2(-1) + M_1^2(2) \}$	
$1/2 - 1/2$	$[M_0(-1) - \sqrt{\frac{1}{3}} M_1(-1)]^2 + \frac{4}{3} M_1^2(2)$	$[M_0(-1) + \sqrt{3} M_1(-1)]^2$	$M_0^2(-1) + M_1^2(-1) + M_1^2(2)$
$3/2 - 1/2$	$[M_0(-1) - \sqrt{\frac{3}{5}} M_1(-1)]^2 + \frac{6}{5} M_1^2(2)$	$[M_0(-1) + \sqrt{\frac{5}{3}} M_1(-1)]^2 + \frac{2}{3} M_1^2(2)$	
$1 - 1$	$[M_0(-1) - \sqrt{\frac{2}{7}} M_1(-1)]^2 + \frac{5}{7} M_1^2(2)$	$[M_0(-1) + \sqrt{2} M_1(-1)]^2 + \frac{1}{2} M_1^2(2)$	

Таблица 2

Вероятность захвата  $\mu^-$ -мезонов  $\frac{W_F}{4(\alpha Z m_\mu)^3 q^2 \cdot (2J+1)/(2J_i+1)}$   
 при различном заселении уровней сверхтонкой структуры.  
 Переходы первого запрета ( $\Delta L = -1$ ).

$J_i \rightarrow J$	$F_+$	$F_-$	Стат. заселение
0-0	$M_0^2(1)$	—	$M_0^2(1)$
0-1	$M_1^2(-2) + M_1^2(1)$		$M_1^2(-2) + M_1^2(1)$
0-2	$M_2^2(-2) + M_2^2(3)$		$M_2^2(-2) + M_2^2(3)$
3-2	$\frac{1}{4} \{ [\sqrt{6} M_1(-2) - M_2(-2)]^2 + 6 M_2^2(3) \}$	$\frac{1}{3} \{ [M_1(-2) + \sqrt{6} M_2(-2)]^2 + 7 M_1^2(1) + M_2^2(3) \}$	$M_1^2(-2) + M_2^2(-2) + M_2^2(3) + M_1^2(1)$
3-1	$\frac{5}{3} M_2^2(3)$	$\frac{7}{3} M_2^2(-2) + \frac{1}{9} M_2^2(3)$	$M_2^2(-2) + M_2^2(3)$
3/2-1/2	$\frac{1}{3} \{ [\sqrt{\frac{15}{2}} M_1(2) - \sqrt{\frac{3}{2}} M_2(-2)]^2 + 8 M_2^2(3) \}$	$\frac{1}{3} \{ [\sqrt{\frac{3}{2}} M_1(-2) + \sqrt{\frac{15}{2}} M_2(-2)]^2 + 8 M_1^2(1) \}$	$M_1^2(2) + M_2^2(-2) + M_1^2(1) + M_2^2(3)$
1-0	$\frac{3}{2} M_1^2(2)$	$3 M_1^2(1)$	$M_1^2(-2) + M_1^2(1)$
1-1	$M_0^2(-1) + \frac{1}{4} \{ [\sqrt{5} M_1(-2) - M_2(-2)]^2 + 2 M_1^2(1) + 6 M_2^2(3) \}$	$\frac{1}{2} \{ 2 M_0^2(1) + [M_1(-2) + \sqrt{5} M_2(-2)]^2 + 4 M_1^2(1) \}$	$M_0^2(1) + M_1^2(-2) + M_2^2(-2) + M_2^2(3) + M_1^2(1)$
1-2	$\frac{1}{4} \{ 3 [M_1(-2) - M_2(-2)]^2 + 6 M_1^2(2) + \frac{14}{3} M_2^2(3) \}$	$\frac{1}{2} \{ 3 [M_1(-2) + M_2(-2)]^2 + \frac{4}{3} M_2^2(3) \}$	$M_1^2(-2) + M_2^2(-2) + M_2^2(3) + M_1^2(1)$
1-3	$6 M_2^2(-2) + \frac{8}{3} M_2^2(3)$	$\frac{10}{3} M_2^2(3)$	$M_2^2(-2) + M_2^2(3)$
1/2-1/2	$M_0^2(1) + \frac{4}{3} M_1^2(-2) + M_1^2(1)$	$M_0^2(1) + 3 M_1^2(2)$	$M_0^2(1) + M_1^2(-2) + M_1^2(1)$
1/2-5/2	$\frac{1}{3} \{ 4 M_2^2(-2) + \frac{7}{3} M_2^2(3) \}$	$\frac{5}{3} M_2^2(3)$	$M_2^2(-2) + M_2^2(3)$

Таблица 3

Вероятность захвата  $\mu^-$ -мезонов  $\frac{W_F}{4(\alpha Z m_\mu)^3 q^2 \cdot \frac{2J+1}{2J+1}}$   
 при различном заселении уровней сверхтонкой структуры.  
 Разрешенные переходы.

$J_i \rightarrow J$		$F_+$	$F_-$	Стат. заселение
0-0		$2[000]^2 G_V^2$	—	$2[000]^2 G_V^2$
0-1	$C^{12} \rightarrow B^{12}$	$\frac{2}{3}[101]^2 G_{G.T.}^2$	—	$\frac{2}{3}[101]^2 G_{G.T.}^2$
1-0	$Li^6 \rightarrow He^6 \quad \mu > 0$	$\frac{2}{9}[101]^2 G_P^2$	$2[101]^2 (\frac{1}{3}G_P - G_A)^2$	
$\frac{3}{2}-\frac{1}{2}$	$B^{11} \rightarrow Be^{11} \quad \mu > 0$		$\frac{2}{9}[101]^2 \{8(\frac{1}{3}G_P - G_A)^2 + \frac{4}{9}G_P^2\}$	
3-2	$B^{10} \rightarrow Be^{10} \quad \mu > 0$		$\frac{2}{7}[101]^2 \{7(\frac{1}{3}G_P - G_A)^2 + \frac{2}{9}G_P^2\}$	
$\frac{1}{2}-\frac{3}{2}$	$C^{13} \rightarrow B^{13}$ $F^{19} \rightarrow O^{19} \quad \mu > 0$	$\frac{2}{9}[101]^2 \{4(\frac{1}{3}G_P - G_A)^2 + \frac{5}{9}G_P^2\}$	$\frac{2}{9}[101]^2 G_P^2$	
$\frac{3}{2}-\frac{5}{2}$		$\frac{2}{15}[101]^2 \{8(\frac{1}{3}G_P - G_A)^2 + \frac{7}{9}G_P^2\}$		
1-2	$Li^6 \rightarrow He^6 \quad \mu > 0$	$[101]^2 \{G_{G.T.}^2 - \frac{1}{9}G_P^2\}$		
$\frac{1}{2}-\frac{1}{2}$	$He^3 - H^3 \quad \mu < 0$ $F^{19} - O^{19} \quad \mu > 0$	$2\{G_V[000] - \frac{1}{3}[101](\frac{1}{3}G_P - G_A)\}^2 + \frac{16}{81}[101]^2 G_P^2$	$2\{G_V[000] + (\frac{1}{3}G_P - G_A)[101]\}^2$	$2[000]^2 G_V^2 + \frac{2}{3}[101]^2 G_{G.T.}^2$
1-1		$\{\sqrt{2}[000]G_V - \sqrt{\frac{2}{3}}[101](\frac{1}{3}G_P - G_A)\}^2 + \frac{5}{27}[101]^2 G_P^2$	$\{\sqrt{2}[000]G_V + \sqrt{\frac{2}{3}}[101](\frac{1}{3}G_P - G_A)\}^2 + \frac{2}{27}[101]^2 G_P^2$	
$\frac{3}{2}-\frac{3}{2}$	$Be^9 - Li^9 \quad \mu < 0$	$2\{[000]G_V - \sqrt{\frac{2}{3}}(\frac{1}{3}G_P - G_A)[101]\}^2 + \frac{8}{45}[101]^2 G_P^2$	$2\{[000]G_V + \sqrt{\frac{2}{3}}[101](\frac{1}{3}G_P - G_A)\}^2 + \frac{8}{81}[101]^2 G_P^2$	

Таблица 4. Вероятность перехода  $m^- + \text{He}^3 \rightarrow \text{H}^3 + \nu$

	Волновая функция	Радиальная зависимость	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ в ферми	$W$ в $10^3 \text{сек}^{-1}$
A. Fujii H. Primakoff [23]	Симметричное $2^2 S_{1/2}$ состояние	Функция Ирвинга [57] $u(r, \rho) = A \exp\{-\frac{\alpha}{2}(2r^2 + \frac{3}{2}\rho^2)\}^{1/2}$ , $\vec{r} = \vec{r}_1 - \frac{1}{2}(\vec{r}_2 + \vec{r}_3)$ , $\vec{\rho} = \vec{r}_3 - \vec{r}_2$ .	1,78	1,46
A. Fujii [63]		Функция Кикуты и гр. [58] $u(r_1, r_2, r_3) = \begin{cases} \prod \{ \exp[-\mu(r_i-d)] - \exp[-\nu(r_i-d)] \} \\ 0 \text{ в остальных точках} \end{cases}$	1,5	1,66
C. Wernitz [64]		Функция Кикуты и гр.	1,55 1,45	1,55 1,60
		Функция Манга и Вайлда [59]	1,56	1,56
L. Wolfenstein [65]			1,72	1,45 ± 0,15
A. F. Jano [66]		Функция Паппадемоса [60] $u = \begin{cases} \frac{\{ \exp[-\alpha(r-d)] - \exp[-\beta(r-d)] \}}{r^{1/2}} & r > d \\ 0 & \text{в остальных точках} \end{cases}$	1,78	1,46
J. Duck [67]	$ \alpha_D ^2 = 0,04$ $ \alpha_S ^2 = 0$	Функция гармонического осциллятора		1,25
H.G. Wahsweiler [62]	$ \alpha_D ^2 = 0,04$	Функция Кикуты и гр.	1,55	1,35
	$ \alpha_S ^2 = 0,04$	$u = \exp\{-\frac{1}{2}\tau(r_1 + r_2 + r_3)\}$	1,85	1,22
R.J. Oakes [68]	Симметричное $2^2 S_{1/2}$ состояние	Функция Ирвинга	1,70	1,50
		Функция Ирвинга-Гунна [61]	1,93	1,41
O.A. Займидорога и гр. [69]	$ \alpha_S ^2 = 0,03$ $ \alpha_D ^2 = 0$	Функция Гаусса	1,5 <sup>+0,2</sup> -0,1	1,515 ± 0,055
		Функция Ирвинга	1,7 ± 0,1	

**Таблица 5.** Зависимость вероятности перехода  $Li^6 \rightarrow He^8$  от коэффициентов смешивания и параметров  $\rho$ -оболочки (из работы Ладдера и Джонкера [76]).

$C_1$	$C_2$	$C_3$	$C_4$	$C_5$	$W$ (sec $^{-1}$ )	
					$r_0(Li^6) = 2.24$	
					$r_0(He^6) = 2.60$	$r_0(He^6) = 2.24$
1,000	-	1,000	-	-	828	-
0,941	-0,339	0,988	0,147	0,055	786	1056
0,940	-0,340	0,920	0,370	0,100	759	1020
0,940	-0,340	0,974	0,226	-0,067	779	1050
0,904	-0,425	0,923	0,366	-0,127	723	975
0,967	-0,253	0,979	0,130	0,145	805	1080
0,937	-0,346	0,969	0,242	0,053	783	1053
0,973	-0,230	-0,996	-0,077	0,018	807	1086
					790 $\pm$ 11	1052 $\pm$ 13

**Таблица 6.** Волновые функции низколежащих уровней  $J = 0^-, 1^-$  и  $2^-$  ядра  $N^{16}$  в промежуточной связи.

$J$		$\rho_{1/2}^{-1} 2s_{1/2}$	$\rho_{1/2}^{-1} d_{5/2}$	$\rho_{1/2}^{-1} d_{3/2}$	$\rho_{3/2}^{-1} 2s_{1/2}$	$\rho_{3/2}^{-1} d_{5/2}$	$\rho_{3/2}^{-1} d_{3/2}$
$0^-$	$j-j$	1,00					0
	[102]	0,999					0,055
	[101]	1,00					0,05
	[40], [99]	0,999					0,054
$1^-$	$j-j$	1,00					
	[102]	0,995		-0,008	0,026	-0,096	-0,020
	[101]	0,98		0,01	-0,16	-0,08	-0,02
	[40], [99]	0,977		0,014	-0,193	-0,089	-0,026
$2^-$	$j-j$		1,00				
	[102]		0,983	0,007	0,054	0,174	0,035
	[101]		0,98	-0,10	0,06	0,14	0,09
	[40], [99]		0,968	-0,137	0,070	0,171	0,099
	потенциальная яма [40]		0,976	-0,106	0,062	0,152	0,098

**Таблица 7.** Чувствительность вероятностей парциальных переходов к варианту обменного взаимодействия

$$(V_0 = 45 \text{ Мэв} ; \mathcal{J}P/d_A = 8)$$

	Силы Розенфельда	Силы Сопера
$2^-$	1,196	1,463
$1^-$	0,347	0,274
$0^-$	0,195	0,181

**Таблица 8.** Асимметрия углового распределения ядер отдачи  $N^{16}$  в парциальном переходе на уровень  $2^-$ .

	$\alpha$
$j-j$ связь	0,69
Функции Эллиотта и Флауерса [101]	0,68
По формуле (III.44) для уник. переходов	0,66

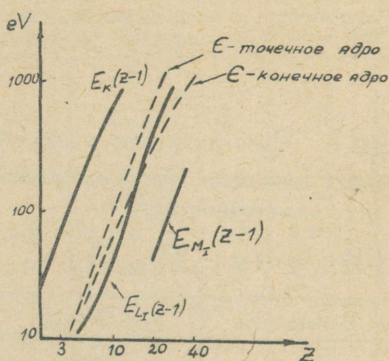


Рис. 1. Сравнение сверхтонкого расщепления уровней мезоатома с энергией связи электронов на  $K$ ,  $L$  и  $M$ -оболочках (по данным работы [33]).  $m=1$ ,  $J=1/2$ . Кривая для точечного ядра соответствует  $Z_{эфф.} = Z$ .

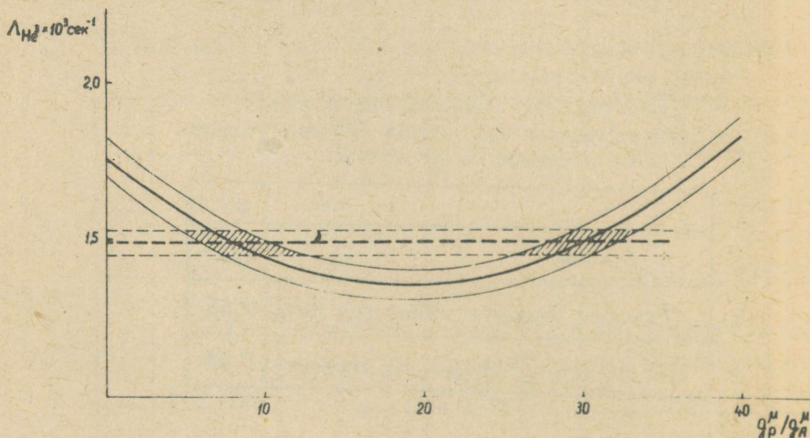


Рис. 2. Зависимость вероятности захвата мюона в  $He^3$  с образованием  $H^3$  от константы наведенного псевдоскаляра (по данным работы [69]). Штриховкой показан разброс имеющихся экспериментальных данных.

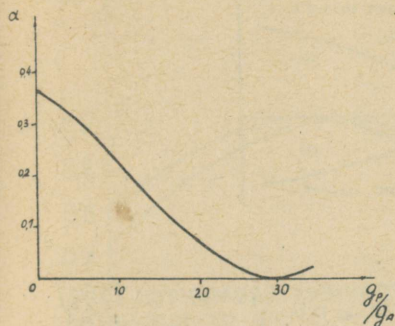


Рис. 3. Зависимость коэффициента асимметрии углового распределения ядер трития от  $g_p/g_n$ .

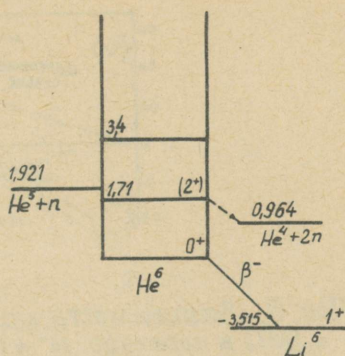


Рис. 4. Схема связанных состояний ядра  $He^6$ .

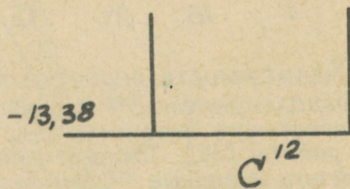
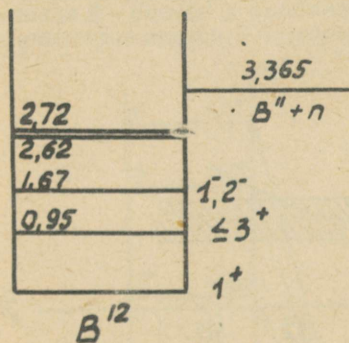


Рис. 5. Схема связанных состояний ядра  $B^{12}$ .

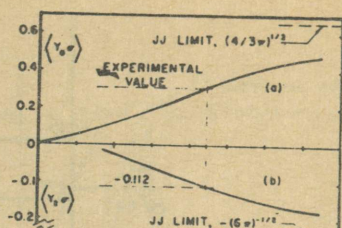


Рис. 6. Зависимость матричных элементов  $[101]$  и  $[121]$  в переходе  $M^- + C^{12} \rightarrow B^{12} + \nu$  от параметра  $a/k$  модели промежуточной связи [82]. В случае  $\beta$ -распада оптимальное значение  $a/k = 4.5$ .

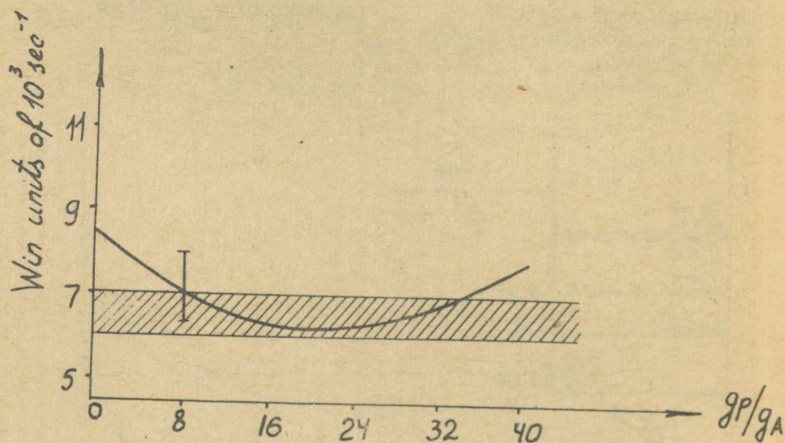


Рис. 7. Зависимость вероятности захвата  $\mu$ -мезонов в  $C^{12}$  с образованием  $B^{12}$  в основном состоянии от константы наведенного псевдоскаляра. Сплошная кривая — по данным работы [37]. Точка с указанной возможной неточности расчета — данные Фламманда и Форда [82]. Экспериментальные данные — из работы [90].

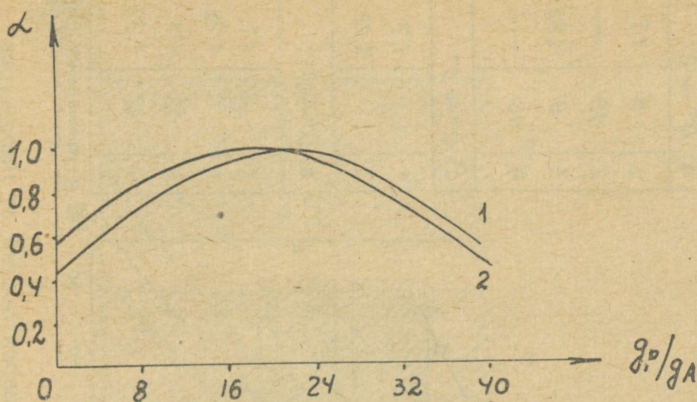


Рис. 8. Асимметрия углового распределения ядер отдачи  $V^{12}$  в зависимости от константы наведенного псевдоскаляра. Кривая 1 - расчет в схеме  $i-j$  связи [95]; кривая 2 - расчет в приближении, не зависящем от параметров модели (по формуле ш. 44).

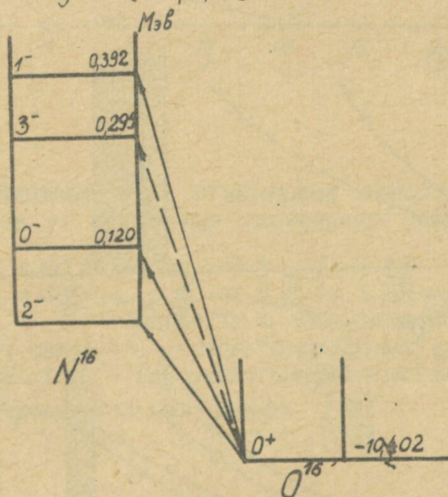
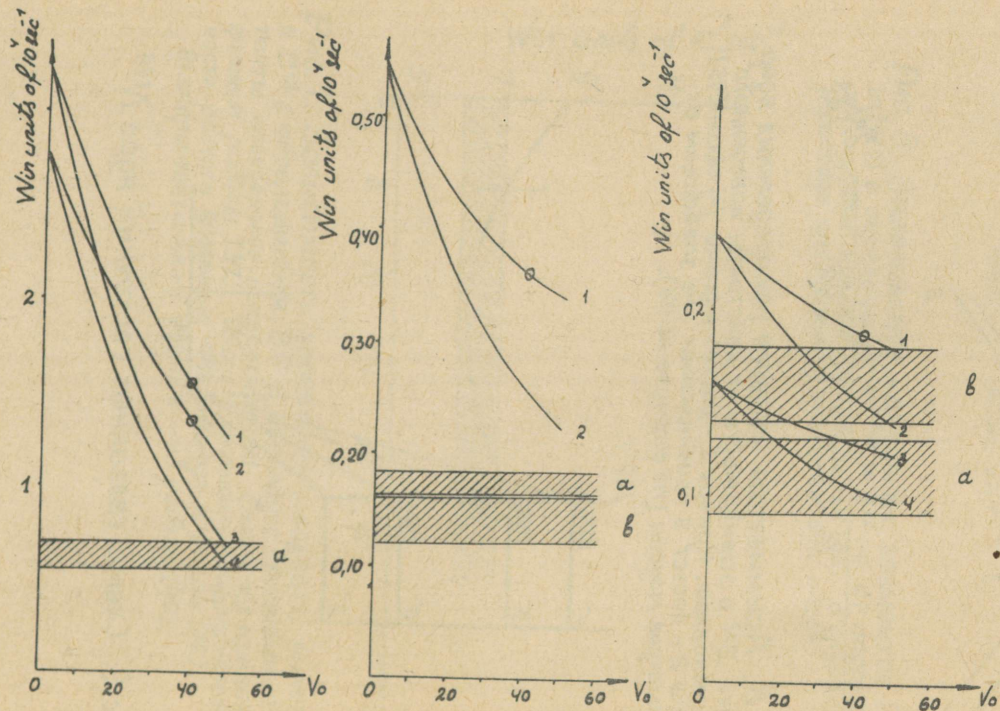


Рис. 9. Схема связанных состояний ядра  $N^{16}$ .



$N_2$	$g_P/g_A$	$b$
a) $0^+ \rightarrow 2^-$		
1.	8	1.7
2.	16	---
3.	8	1.22
4.	16	---
$\delta$ ) $0^+ \rightarrow 1^-$		
1.		1.7
2.		1.22
b) $0^+ \rightarrow 0^-$		
1.	8	1.7
2.	8	1.22
3.	12	1.7
4.	12	1.22

$g$  - данные работы [96]  
 $\delta$  - " " " " [97]

Рис. 10. Парциальные переходы  $0^{16} \rightarrow N^{16}$  - зависимость вероятностей от параметров модели ( $g_A/g_V = -1.21$ ;  $r_0 = 1.8 \text{ ф}$ ).

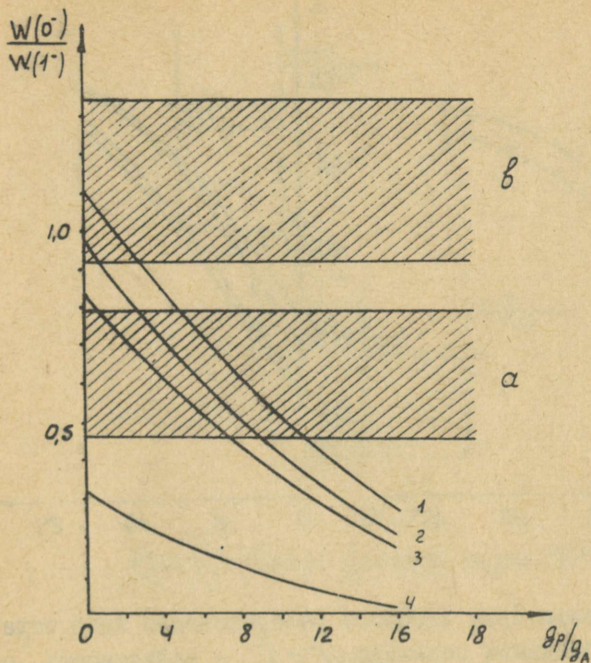


Рис. 11. Зависимость отношения вероятностей переходов от константы наведенного псевдоскаляра

1.  $V_0 = 50$  Мэв ;  $r_0 = 1.8$  ;  $\ell = 1.22$

2.  $V_0 = 40$  Мэв ;  $r_0 = 1.8$  ;  $\ell = 1.7$  (функции Эллиотта и Флауэрсга [101])

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

4.  $j-j$  связь - без учета "скоростных" членов [98]

$\alpha$  - экспериментальные данные [96]

$\beta$  - " " " " [97]

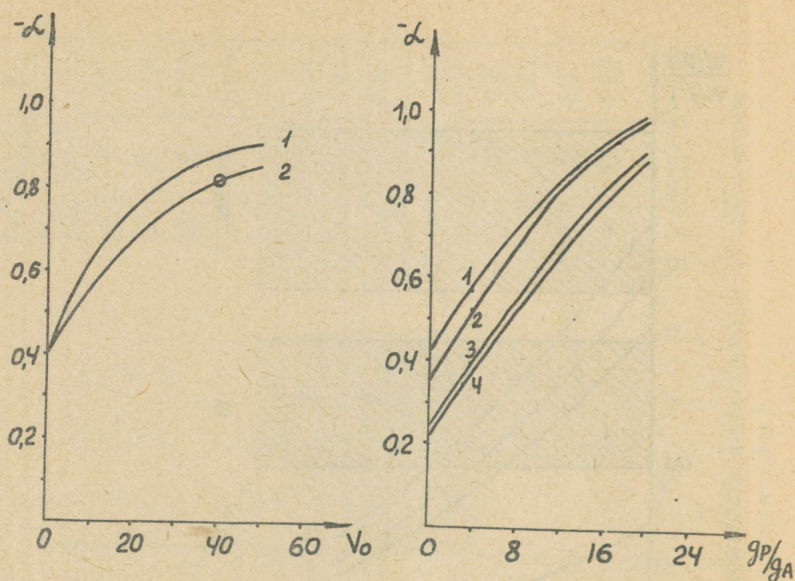


Рис. 12. Асимметрия углового распределения ядер отдачи  $N^{16}$  в парциальном переходе  $0^+ \rightarrow 1^-$  - зависимость от параметров модели:

1.  $r_0 = 1,8$  ;  $b = 1,22$  ;
2.  $r_0 = 1,8$  ;  $b = 1,7$  ;

Рис. 13. Асимметрия углового распределения ядер отдачи  $N^{16}$  - зависимость от  $g_p/g_A$  ;  $r_0 = 1,8\phi$ .

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

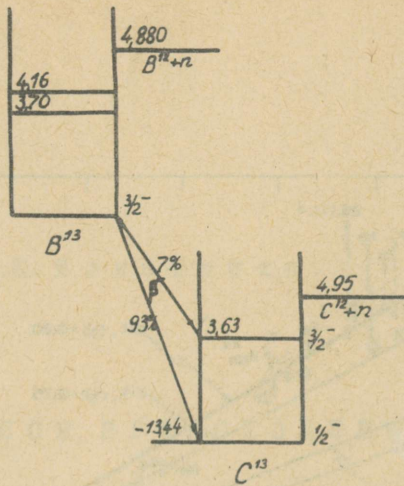


Рис. 14. Схема уровней ядра  $B^{13}$

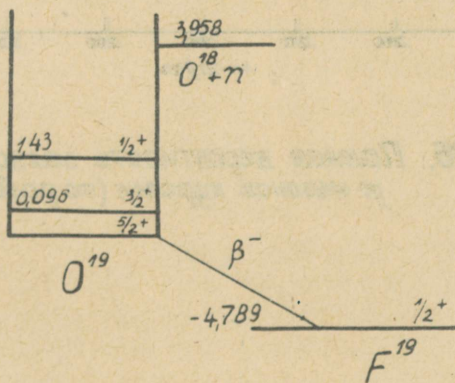


Рис. 15. Схема уровней ядра  $O^{19}$ .

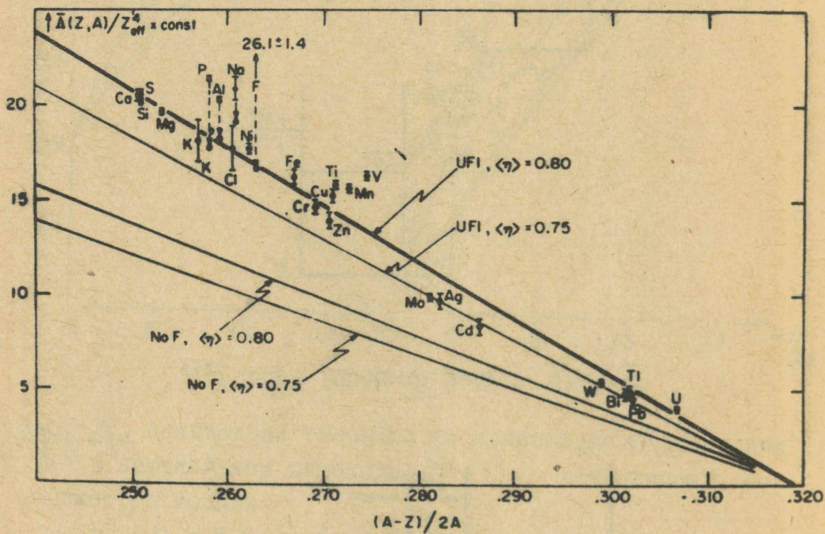


Рис. 16. Полная вероятность захвата  $\mu$ -мезонов ядрами (по работе [127]).

А.Е. Игнатьенко

ПРОЦЕССЫ, ПРОИСХОДЯЩИЕ  
В  
ТЯЖЕЛЫХ  $\mu$ -МЕЗОАТОМАХ ПРИ ИХ  
ОБРАЗОВАНИИ

В последнее время в физике элементарных частиц большое внимание привлекает проблема  $\mu$ -мезона. Дело в том, что  $\mu$ -мезон, также как и электрон, обладает только электромагнитным и слабым взаимодействием, тем не менее его масса приблизительно в двести раз больше массы электрона. Для объяснения этой разницы масс многократно выдвигались гипотезы о том, что у  $\mu$ -мезона должно существовать аномальное взаимодействие. Однако поиски такого взаимодействия пока не дали положительного результата. Поэтому исследование явлений, происходящих при взаимодействии  $\mu$ -мезонов и электронов с веществом представляет большой интерес. Одним из источников сведений о свойствах  $\mu$ -мезонов являются мезоатомы. Как известно, мезоатом представляет собой атом, в котором наряду с обычными электронными орбитами существует орбита, занятая мезоном. Естественно, что изучение явлений, происходящих в мезоатомах при их образовании, либо их распаде, дает возможность получить сведения не только о  $\mu$ -мезоне, но о ядре и электронных оболочках атомов.

Ниже будет сообщено о тех сведениях, которые были получены в последние годы на основании исследования процессов, происходящих в тяжелых  $\mu$ -мезоатомах при их образовании.

---

## I. Размеры ядер

Большой интерес вызывают вопросы, связанные с распределением положительного заряда внутри ядра. Ответ на этот вопрос можно получить из опытов по рассеянию быстрых электронов на ядрах. Исследование энергетических уровней в мю-мезоатомах также дает сведения о размерах ядер. Как известно, электромагнитное взаимодействие у мю-мезона и электрона - одинаковые. Поэтому, возможно, что из совокупности опытов с электронами и мю-мезонами удастся получить наиболее детальные сведения о распределении заряда. Действительно, из опытов с электронами нельзя однозначно определить форму распределения. В опытах с мезоатомами это сделать, повидимому, можно, так как энергия перехода  $2p \rightarrow 1s$  определяется величиной среднеквадратичного радиуса  $\langle r^2 \rangle$  распределения, который зависит от его формы. Так согласно Пустовалову и др. [I] распределения заряда в ядре (трапецидальное и сглаженное однородное) эквивалентные при рассеянии электронов на ядрах не являются эквивалентными для энергий перехода  $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$  в мю-мезоатомах.

В последнее время появился ряд экспериментальных работ [2-7], где с хорошей точностью (около 0,1 %) измерены уровни энергий в различных мезоатомах со сферическими ядрами. Результаты этих измерений для переходов  $2p \rightarrow 1s$  и  $3d \rightarrow 2p$  собраны в таблицах I и II, соответственно. Тонкая структура линий в этом случае не была разрешена. Энергии переходов  $3d \rightarrow 2p$  изучались в основном для того, чтобы путем сравнения их с расчетами можно было исследовать систематические ошибки в опытах. Дело в том, что для таких уровней сдвиги из-за влияния объема ядра и за счет неизвестных ядерных эффектов являются относительно меньшими, чем

для уровня  $1S$ . Такое сравнение сделано в работах Андерсона и др. [2], а также Бьекланда и др. [4]. При расчетах энергий перехода  $3d \rightarrow 2p$  величины энергии уровней  $2p_{3/2}$  и  $2p_{1/2}$  брались из работ Форда и др. [8], а также Пустовалова [9]. Значения энергий уровня  $3d$

$$E(3d) = \frac{3}{5} E(d\frac{5}{2}) + \frac{2}{5} E(d\frac{3}{2})$$

находились путем решения уравнения Дирака для точечного ядра. Учитывались сдвиги уровней только вследствие поляризации вакуума. Совпадение измеренных и расчетных значений энергий в пределах одного-двух стандартных отклонений свидетельствуют в пользу того, что экспериментальная процедура при измерениях энергий переходов  $2p \rightarrow 1s$  является правильной.

Для интерпретации экспериментальных данных необходимо уметь вычислять с достаточной степенью точности энергии уровней при различных распределениях ядра, а также целый ряд других эффектов, влияющих на положение уровней. Основные трудности расчета для мезоатомов с  $Z > 10$  заключаются в том, что не существует точного решения волнового уравнения даже для самых простых форм распределения заряда ядра, которое можно принять за нулевое приближение.

Наиболее точные расчеты энергий переходов сделаны в работах Пустовалова и др. [9], Форда и др. [8], а также Блора и др. [10]. В работах Пустовалова в качестве нулевого приближения использовалось нерелятивистское приближение для постоянной плотности распределения заряда ядра. Релятивистские поправки и сдвиги уровней, происходящие вследствие изменения формы распределения заряда ядра были найдены при помощи приближенных волновых функций [1] по теории возмущений. Расчеты [9] проводились для следующих двух моделей распределения заряда:

I) сглаженного однородного (модель Ферми)

$$\rho(r) = \rho_0 \left\{ 1 + \exp[(r-c)/Z] \right\}^{-1}, \quad (1)$$

2) так называемого семейства II, предложенного Фордом и др. [12]

$$\rho(r) = \rho_0 \left[ 1 - \frac{1}{2} \exp(-n) \right]^{-1} \begin{cases} 1 - \frac{1}{2} \exp[-n(1-\frac{r}{c})], & r \leq c \\ \frac{1}{2} \exp[n(1-\frac{r}{c})], & r \geq c \end{cases} \quad (2)$$

где  $C$  - полуширина распределения, а  $t$  - толщина поверхностного слоя. При расчетах использовались следующие усредненные значения параметров

$$C = 1.08 A^{1/3} \phi \quad \text{и} \quad t = 2.4 \phi, \quad (3)$$

где  $A$  - атомный вес естественной смеси изотопов.

В работе Форда и др. [8] на электронной счетной машине решалось релятивистское уравнение для распределения заряда типа 2). Использовались значения параметров  $C$  и  $t$ , найденные непосредственно из опытов по рассеянию электронов [11]. Расчеты Блора и др. аналогичны расчетам Пустовалова [9]. Результаты вышеуказанных расчетов представлены в таблице I. В окончательных результатах приняты во внимание поправки к уровням за счет поляризации вакуума с учетом конечных размеров ядра. Однако, поправки на поляризацию ядра мезоном не учитывались. Произведенные недавно Грейнером и др. [13] при помощи модели Штейнведеля-Йенсена оценки показывают, что эти поправки могут быть опущены при полученной точности вычислений (несколько выше 0,1%). Впрочем, по другим более ранним оценкам величина этих поправок может достигать для тяжелых элементов 0,5-1% энергии уровня [14]. Строгий их учет требует индивидуального подхода не только к каждому элементу, но и к каждому изотопу, и потому

весьма затруднителен.

На рис. 1 показаны приведенные в работе Андерсона и др. [2] относительные отклонения (в процентах) экспериментальных значений энергии перехода  $E_{\beta}$  от вычисленных Фордом и др. [8]  $E_T$  (черные кружки - данные из [3], белые кружки - данные из [2]). На рис. 2 показаны значения  $\frac{E_{\beta} - E_T}{E_T}$  взятые из работы Пустовалова [9] (черные кружки - данные из [3], белые кружки - данные из [5]). На этом же рисунке приведены относительные изменения  $E_T$  при изменении по отдельности каждого из параметров распределения (1) ( $C$  на  $\pm 2\%$  и  $t$  на  $\pm 10\%$ ). Как видно из рис. 2, отклонения экспериментальных данных от вычисленных значений по модели Ферми во всех случаях менее 1%. При распределении, предложенном Фордом и др., как следует из рис. 1 и расчетов Пустовалова [9], экспериментальные данные хуже согласуются с расчетами. Так, например, для распределения (2) с параметрами (3) энергия перехода совпадает со значениями, полученными для распределения (1) при той же величине  $C$ , но при  $t$ , увеличенном на 10%. Если же учесть, что распределение (2) удовлетворяет опытам по рассеянию электронов при несколько больших значениях  $t$  (в среднем около 2,6), то расхождение с опытом может только увеличиться.

Так как параметры  $C$  и  $t$  определены Хофштадтером с некоторой неопределенностью (около  $\pm 2\%$  для  $C$  и  $\pm 10\%$  для  $t$ ), то можно считать, что эксперименты по рассеянию электронов и по излучению мю-мезоатомов достаточно хорошо согласуются друг с другом. Правда, как видно на рис. 2 в области  $Z$  между  $Ca$  и  $Zn$  ядра, повидимому, более компактны, чем это должно быть согласно распределению 1) с параметрами 2). Однако, последние более точные измерения Бьюркленда и др. [4], свидетельствуют в пользу того, что и для этой области результаты измерений находятся в хорошем согласии с

расчетами Пустовалова [9] (см. табл. I).

На основании вышесказанного можно заключить, что только в случае модели Ферми с параметрами, найденными из опытов по рассеянию электронов на ядрах, результаты расчетов находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными по излучению мезоатомов для  $Z$  в области  $13 \leq Z \leq 57$ , где ядра сферические. Здесь необходимо отметить, что к полученным выводам нужно относиться с большой осторожностью, поскольку сдвиги уровней из-за поляризации ядра точно еще не известны. Кроме того неясно одинаковым ли образом эффекты от распределения заряда проявляются в опытах с электронами и мю-мезонами.

На основании результатов измерений энергий переходов  $2p \rightarrow 1s$  более определенные сведения можно получить об эквивалентных радиусах ядер, определяемых следующим образом

$$R_{eq} = \left[ \frac{5}{3} \langle r^2 \rangle \right]^{1/2}, \quad \langle r^2 \rangle = \frac{\int \rho r^2 dr}{\int \rho dr},$$

$$R_{eq} = r_0 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13} \text{ cm.} \quad (4)$$

Авторы работ [2,6] на основании данных таблицы I, используя энергии переходов и значения  $\langle r^2 \rangle$  из работы Форда и др. [8] получили зависимость  $R_{eq}$  от  $Z$ . Она приведена на рис.3. Там же для сравнения представлены значения  $R_{eq}$ , найденные непосредственно из опытов по рассеянию электронов [II]. В виде сплошной линии представлены величины  $R_{eq}$ , полученные для  $A > 16$  из опытов с электронами [34] на основании распределения Ферми с параметрами 3). Как видно на рис.3 эксперименты по рассеянию электронов и излучению  $\mu$ -мезоатомов в пределах ошибок опыта согласуются друг с другом. Что касается величины  $r_0 = R_{eq} / A^{1/3}$ , то

ее значение согласно данным работы Андерсона и др. [2] получается следующим  $r_0 = (1,13 \pm 0,02) \cdot 10^{-13}$  см для всех элементов в области  $A$  от 35 до 119 (см.рис.4). Это постоянство значения  $r_0$  находится в соответствии с результатами опытов по рассеянию электронов на ядрах.

## 2. Эффекты тонкой структуры

Исследование эффектов тонкой структуры дает возможность произвести более детальное сравнение теории с опытом. Большой прогресс, достигнутый в последние годы в области  $\gamma$ -спектроскопии, а также увеличение интенсивности пучков мю-мезонов, используемых на ускорителях, позволили приступить к систематическому изучению этих эффектов в мезоатомах с  $Z \geq 57$ , где они могут быть надежно наблюдаемы. Для изучения эффектов тонкой структуры лучше всего подходят те сферические ядра, которые не имеют ротационных уровней.

В работах Рейнвотера и др. [17], Куитмена и др. [6], а также Телегди и др. [22] было сделано экспериментальное исследование эффектов тонкой структуры для ядер  $Au$ ,  $Tl$ ,  $Pb$  и  $Bi$ . На рис. 5 и 12 для иллюстрации приведены  $K_{\alpha}$ -спектр для  $Pb$  и  $L_{\alpha}$ -спектры для  $Pb$  и  $Bi$ . Как видно на рисунке в случае  $L_{\alpha}$ -спектра, который должен состоять из 3-х компонент, соответствующих переходам  $3d_{5/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ ,  $3d_{3/2} \rightarrow 2p_{3/2}$  и  $3d_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2}$  с интенсивностями 9 : 1 : 5, соответственно, компоненты  $3d_{5/2} \rightarrow 2p_{3/2}$  и  $3d_{3/2} \rightarrow 2p_{3/2}$  не были разрешены. В таблице III приведены значения в Кэв  $E$ -энергий переходов  $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ ,  $2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ ,  $3d_{5/2} + 2p_{1/2}$ ,  $3d_{5/2} + 3d_{3/2} \rightarrow 2p_{3/2}$  \*)

\*) Значения энергии этого перехода приведены с учетом поправок согласно работе [16].

величины в кэв их тонкого расщепления  $\Delta E$  и  $R$ -отношения интенсивностей компонент в спектре

$$I(2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}) / I(2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}) \quad \text{и}$$

$$I[(3d_{5/2} + 3d_{3/2}) \rightarrow 2p_{3/2}] / I(3d_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2}) \quad \text{соответствен-}$$

но. Там же для сравнения приведены величины  $E$  и  $\Delta E$  рассчитанные Фордом и др. [8]. Как видно из таблицы расчетные значения величин  $E$  и  $\Delta E$  находятся в хорошем согласии с опытными данными. Что касается величин  $R$ , то можно сказать следующее: с учетом примеси  $\gamma$ -лучей, возникающих от захвата мю-мезонов ядрами [6,7,15], измеренные значения  $R$  также находятся в согласии в пределах ошибок опыта с предсказанным значением  $R = 2$ . Бакенштос и др. [15] использовали результаты своих измерений для того, чтобы определить параметры  $C$  и  $t$ , входящие в выражение для распределения заряда по модели Ферми. Найденные значения  $C$  и  $t$  приведены в столбце 5 таблицы III. Там же для сравнения даны параметры, полученные из анализа опытов по рассеянию электронов [17]. Так как детальный анализ ошибок измерений в опытах с мю-мезонами и электронами не делался, то авторы [15] каких-либо определенных выводов пока не делают.

### 3. Эффекты квадрупольного взаимодействия

#### мюона с ядром

Как показали Уилер [18], Джекобсон [19] и Уилетс [20] в мю-мезоатомах с ядрами, которые обладают статическим квадрупольным моментом, либо являются деформированными, должны наблюдаться дополнительные сдвиги и расщепление уровней тонкой структуры. По порядку величины эффекты квадрупольного взаимодействия такие же,

как и эффекты тонкой структуры. Впервые экспериментальное указание на существование квадрупольного эффекта было получено Бакенштосом и др. [6], при исследовании  $K_{\alpha}$ -серий рентгеновского излучения в таких мезоатомах с несферическими ядрами как  $Ba$ ,  $La$ ,  $Pr$ ,  $Eu$  и  $Gd$ . Как известно, ядра этих атомов имеют большой статический квадрупольный момент.

На рис. 6 показана зависимость от энергии  $\gamma$ -лучей полной ширины фотопика на половине его высоты. Черные кружки - данные для  $\gamma$ -линий от радиоактивных источников. В виде крестиков представлены данные для энергий перехода  $2p \rightarrow 1s$ . В случае мезоатомов  $Eu$  и  $Gd$ , ядра которых имеют наибольший квадрупольный момент, приведено также расчетное значение полной ширины с учетом только эффекта тонкой структуры. Сравнение измеренных и расчетных величин полной ширины для  $Eu$  и  $Gd$  указывает на присутствие эффекта квадрупольного взаимодействия.

В работах [19,20] было показано, что при каскадном переходе мюона в  $1s$  - состоянии в тяжелых мезоатомах имеется определенная вероятность, что ядро останется с возбужденным первым ротационным уровнем. Поэтому должно наблюдаться и расщепление уровней, вызванное взаимодействием мюона с квадрупольным моментом возбужденных состояний. Причем расщепление для сильнодеформированных ядер будет сравнимо с расщеплением для ядер со статическим квадрупольным моментом. Очевидно, что исследование этих эффектов в четно-четных ядрах является уникальным средством для определения квадрупольных моментов  $Q_0$  первых ротационных уровней ядер. Первые экспериментальные исследования, где этот эффект был обнаружен для ядер  $W$ ,  $Th$  и  $U$  были сделаны Андерсоном и др. [21], Телегди и др. [23], а также Бакенштосом и др. [6]. Результаты этих работ хорошо согласуются друг с другом. На рис. 7 и 8 показа-

ны наблюдающиеся в работе [22]  $K$  и  $L$  - спектры для мезоатомов  $Th^{232}$  и  $U^{238}$ . Там же для сравнения приведены и спектры, рассчитанные этими же авторами для случая  $Q_0 > 0$  и  $Q_0 < 0$ . Сравнение рис. 5 и 8, а также 7 и 12 свидетельствует в пользу существования эффекта. Как видно из рис. 7 и 8 наблюдается хорошее согласие измеренных и расчетных величин для  $Th$  при  $Q_0 = +9,25 \cdot 10^{-24} \text{cm}^2$  и для  $U$  при  $Q_0 = +10,50 \cdot 10^{-24} \text{cm}^2$ . Значения  $Q_0 < 0$  определенно исключаются. Нет сомнений в том, что эффекты квадрупольного взаимодействия мюона с ядром явятся предметом интенсивного исследования в ближайшем будущем.

#### 4. Возбуждение ядер при безрадиационных переходах мюонов в мезоатомах

Д.Ф.Зарецким [23] было показано, что переход мюона из состояния  $2p$  в  $1s$  в тяжелых мезоатомах может происходить путем передачи всей энергии перехода непосредственно ядру. Для ядер в районе  $Th$ ,  $U$ ,  $Pu$  энергия перехода  $2p \rightarrow 1s$  равна 6,4 Мэв. Априори, в результате возбуждения таких ядер переходами  $2p \rightarrow 1s$  может происходить: 1) деление, 2) расщепление с испусканием одного нейтрона и 3) возвращение ядра в основное состояние с испусканием  $\gamma$ -квантов (явление аналогично комбинационному рассеянию в оптике).

Представляет интерес величина отношения вероятности  $W_\gamma$  высвечивания  $\gamma$ -кванта мюоном к вероятности  $W_{яг}$  безрадиационного возбуждения ядра с последующим распадом через различные ядерные каналы. Это отношение равно [24]:

$$\frac{W_\gamma}{W_{яг}} = \left[ 1 + \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_{\delta.p.}} \cdot \frac{1 + (\pi\rho\Gamma_{яг}/2)^2}{\pi\rho\Gamma_{яг}/2} + \left( \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_{\delta.p.}} \right)^2 \right]^{1/2} - 1 \quad (5)$$

где  $\Gamma_\gamma$  - ширина для испускания  $\gamma$  - квантов мюоном,  $\Gamma_{\delta.p.}$  - ширина безрадиационного возбуждения ядра, пропорциональная сечению фотовозбуждения,  $\rho$  - плотность уровней ядра при энергии возбуждения, равной энергии перехода,  $\Gamma_{яд}$  - средняя ширина ядерных уровней при той же энергии. Представляют интерес два предельных случая. В случае  $\rho \Gamma_{яд} \gg 1$ , когда уровни ядра при энергии возбуждения, равной энергии перехода мюона  $2p \rightarrow 1s$ , имеют достаточно большую ширину, так что уровни ядра можно считать перекрывающимися, отношение  $W_\gamma/W_{яд}$  будет равно

$$\frac{W_\gamma}{W_{яд}} = \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_{\delta.p.}} \quad (6)$$

В этом случае процесс возбуждения ядра можно интерпретировать как эффект обратной внутренней конверсии. В другом предельном случае - случае неперекрывающихся уровней, когда  $\rho \Gamma_{яд} \ll 1$ , ядро может распасться через один из ядерных каналов, но, кроме того, возможен процесс обратной передачи энергии мюону. Это приводит к тому, что выход  $\gamma$  -квантов при переходе  $2p \rightarrow 1s$  будет больше по сравнению с тем, что дает формула (6).

На рис. 9 приведен схематически выход  $\gamma$  -квантов от мюонного перехода  $2p \rightarrow 1s$ , как функция  $\rho \Gamma_{яд}$ . Видно, что при  $\rho \Gamma_{яд} \approx 1$  выход  $\gamma$  -квантов мало отличается от случая полностью перекрытых ядерных уровней. При очень малых  $\rho \Gamma_{яд}$  уменьшение выхода  $\gamma$  -квантов при переходе  $2p \rightarrow 1s$  пропорционально  $\sqrt{\rho \Gamma_{яд}}$ .

Расчеты, проведенные Новиковым В.М., [25] показывают, что  $\Gamma_\gamma \sim \Gamma_{\delta.p.}$  для всех ядер в районе  $Th$ ,  $U$ ,  $Pu$ . При таком соотношении ширин, как следует из (6) зависимость от  $\rho \Gamma_{яд}$  выхода  $\gamma$  -квантов на один остановившийся мюон является слабой. Зависимость  $W_\gamma$  от  $\rho \Gamma_{яд}$  может быть более существенной только в случае, когда  $\Gamma_{\delta.p.} \gg \Gamma_\gamma/\rho \Gamma_{яд}$ . Следовательно, для

получения сведений о величине  $\rho\Gamma_{\text{яд}}$  нужны точные измерения  $W_{\gamma}$  для различных ядер.

Экспериментальное изучение эффектов безрадиационного возбуждения ядер проводилось по двум направлениям. В работах Балаца и др. [26], а также Андерсона и др. [27] проводились систематические исследования интенсивностей переходов  $2p \rightarrow 1s$  в мезоатомах  $W$ ,  $Pb$ ,  $Bi$ ,  $Th$ ,  $U^{235}$  и  $U^{238}$ . Примеры снятых спектров приведены на рис. 10. В таблице даны интенсивности мезорентгеновского излучения, нормированные на один оставившийся мю-мезон в относительных единицах. Как видно из рис. 10 и таблицы IV, интенсивности исследуемых переходов одинаковы в вольфраме, свинце и висмуте. Это, повидимому, обусловлено тем, что в таких ядрах плотность ядерных уровней при возбуждении около 6,4 Мэв аномально мала и поэтому в этих мезоатомах доля безрадиационных переходов практически равна нулю. В других ядрах можно заметить эффект безрадиационных переходов. Данные таблицы IV показывают, что  $W_{\gamma}$  слабо зависит от  $\rho\Gamma_{\text{яд}}$ . Этот результат находится в качественном согласии с теорией. Количественная обработка экспериментов с целью нахождения  $\rho\Gamma_{\text{яд}}$  возможна только при более точном измерении  $W_{\gamma}$  для разных ядер.

В работах Беловицкого, Петрашку и др. [28,29] методом фотопластинок было получено указание на существование актов деления ядер урана при безрадиационных переходах. Дайец и др. [32] методом газового сцинтилляторного счетчика непосредственно изучали этот механизм деления для ядер  $Th^{232}$ ,  $U^{235}$  и  $U^{238}$ . На рис. II приведено распределение во времени актов деления. Как видно на рис. II при  $t=0$ , ордината представляет собой сумму актов деления от двух процессов: 1) безрадиационного и 2) обычного деления при захвате  $\mu^-$ -мезона ядром. В таблице V приводится измеренное отношение  $R$  - вероятности деления ядер при безрадиационных переходах к ве-

роятности обычного деления. Там же для сравнения приведены оцененные в работе Дайеца и др. [32] значения  $W_g$  - вероятностей безрадиационного деления ядер, и значения  $W_n$  - полной вероятности деления под действием мю-мезонов.

Сравнение величин  $R$ ,  $W_g$  и  $W_n$  показывает, что измеренные значения  $R$  на порядок меньше расчетных. Как было отмечено Зарецким и др. [3] наблюдающиеся "аномально" малые выходы актов безрадиационного деления  $U$  и  $Th$  возможно связаны с изменением барьера деления вследствие продолжительного пребывания в ядре отрицательного мю-мезона.

Г.Войкулеску, А.Игнатенко и др. [34] методом газового сцинтилляционного счетчика - камеры деления измерили отношение вероятности безрадиационного и обычного деления для ядер  $Pu^{239}$ . На рис. 13 представлены результаты измерений временного распределения актов деления плутония под действием  $\mu^-$ -мезонов. Как видно, наблюдается большой вклад механизма безрадиационного деления; причем вероятность безрадиационного деления для плутония оказывается на порядок больше, чем для урана и тория. Согласно Зарецкому и др. [33] такое увеличение вероятности безрадиационного деления для  $Pu^{239}$  непосредственно свидетельствует в пользу существования явления изменения барьера деления ядер в  $\mu$ -мезоатомах под действием  $\mu^-$ -мезонов.

Л и т е р а т у р а

- G.E. Pustovalov, M.S. Krechko.  
Nucl. Phys., 19, 337 (1960).
- H.K. Anderson, C.S. Johnson, E.P. Hincks,  
Phys. Rev., 130, 2468 (1963).
- C.S. Johnson, E.P. Hincks, H.L. Anderson.  
Phys. Rev., 125, 2102 (1962).
- J. Bjorkland, S. Raboy, C.C. Traisl, R.D. Ehrlich,  
R.J. Powers. Preprint, EFINS (1965).
- P. Brix, R. Engfer, U. Hegel, D. Quitmann,  
G. Backenstoss, K. Goebel, B. Standler.  
Phys. Rev. Lett., 1, 56 (1962).
- D. Quitmann, R. Engfer, U. Hegel, P. Brix,  
G. Backenstoss, K. Goebel, B. Standler.  
Nucl. Phys., 51, 609 (1964); 62, 449 (1965).
- W. Frati, J. Rainwater. Phys. Rev., 128, 2360 (1962).
- K.W. Ford, J.G. Willis. Nucl. Phys., 35, 295 (1962).
- Г.Е. Пустовалов. ЖЭТФ, 43, 2170 (1962).
- F.J. Bloore, Y.P. Varshni, J.N. Pearson.  
Phys. Rev. Lett., 3, 303 (1963).
- R. Hofstadter. Ann. Rev. Nucl. Sci., 7, 231 (1957);  
Rev. Mod. Phys., 28, 214 (1956).
- K.W. Ford, D.L. Hill. Ann. Rev. Nucl. Sci., 7, 231 (1957).
- W. Greiner. Z.f. Phys., 164, 374 (1961).
- W. Greiner, H. Marshall. Z.f. Phys., 165, 171 (1961).
- L.N. Cooper, E.M. Henley. Phys. Rev., 92, 801 (1953).
- H.L. Acker, G. Backenstoss, C. Daum, J.C. Sens,  
S.A. DeWitt. Phys. Lett., 14, 317 (1965).

16. D.L. Hill, K.W. Ford. Phys. Rev., 94, 1617 (1954).
17. U. Meyer-Berkhout, K.W. Ford, A.E.S. Green. Ann. of Phys., 8, 119 (1959).
18. J.A. Wheeler. Phys. Rev., 92, 812 (1953).
19. B.A. Jakobsohn. Phys. Rev., 96, 1637 (1954).
20. L. Wilets. Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat-Fys.Medd., 27, No. 16 (1953).
21. H.L. Anderson et. al. Int. Conf. on High Energy Physics, Dubna (1964).
22. R.D. Ehrlich, R.J. Powers, V.L. Telegdi, J.A. Bjorkland, S. Raboy, C.C. Trail. Phys. Rev. Lett., 13, 550 (1964).
23. Д.Ф. Зарецкий. Доклады советских ученых на 2-ой Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Изд. АН СССР, 1958 г.
24. Д.Ф. Зарецкий, В.М. Новиков. ЖЭТФ, 41, 215 (1961).
25. В.М. Новиков. ЖЭТФ, 41, 275 (1961).
26. М.Я. Балац, Л.Н. Кондратьев, Л.Г. Ландсберг, П.И. Лебедев, Ю.В. Обухов, Б. Понтекорво. ЖЭТФ, 37, 1715 (1960); ЖЭТФ, 39, 1168 (1960).
27. E.P. Hincks, C.S. Johnson, H.L. Anderson. (unpublished).
28. M. Petrashku, A.K. Mikhul. Sov. Phys. Doklady, 4, 92 (1959); 4, 628 (1959).
29. E.E. Belovitski, N.T. Kaschukeev, A. Mikhul, M.G. Petrashku, T.A. Romanova, F.A. Tikhomirov. Sov. Phys. JETP, 11, 296 (1960).
30. A.I. Baz, N.M. Kulikova, L.E. Lazareva, N.V. Nikitina, V.A. Semenov. Proc. of the Sec. United Nations Intern. Conf. on Peaceful Uses

of Atomic Energy, vol. 15 (United Nations, Geneva, 1958), p. 184.

31. R. Vandenbosch, J.R. Huizenga. Proc. of the Second United Nations Int. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy, vol. 15 (United Nations, Geneva, 1958), p. 628.
32. J.A. Diaz, S.N. Kaplan, R.V. Pyle. Nucl. Phys., 40, 54 (1963).
33. D.F. Zaretski, V.M. Novikov. Nucl. Phys., 28, 177 (1961).
34. Г. Войкулеску, А. Игнатенко и др. Препринт ОИЯИ, Д-2427, 1965.

Таблица I

Элемент	Z	Эксперимент					Теория			
		Чикаго <sup>2)</sup>	Чикаго <sup>3)</sup>	Чикаго <sup>4)</sup>	Церн <sup>5)</sup>	Церн <sup>6)</sup>	Нью-Йорк <sup>7)</sup>	Лос-Алamos <sup>8)</sup>	Москва <sup>9)</sup>	Оттава <sup>10)</sup>
Mg	12	295.6 ± 1.6		296.2 ± 0.5				294.4	296	296.1
Al	13	345.7 ± 1.2	344.2 ± 0.1	346.1 ± 0.9				344.3	346	
Si	14	400.4 ± 1.3						397.0	399	398.8
P	15	458.5 ± 1.3						452.4	455	
S	16	522.0 ± 1.2			516 ± 4	517.2 ± 3		512.0	515	515.2
Cl	17	582.8 ± 1.3						572.0	578	
K	19		721.5 ± 5.7		714 ± 3	714.1 ± 4		702.7	711	
Ca	20	790.8 ± 1.6	788.9 ± 5.3	780.7 ± 0.8	784 ± 3	782.8 ± 3		771.8	782	782.2
Ti	22		935.9 ± 2.6		937 ± 7	932.5 ± 5	924.7 ± 2.5	920.2	931	
Cr	24		1094.4 ± 4.3					1074.5	1087	
Mn	25		1178.1 ± 4.3		1174	1171.2 ± 4		1156.3	1169	
Fe	26	1262.0 ± 2.5	1257.6 ± 4.3	1254.5 ± 4.0	1258 ± 6	1255.4 ± 3	1255.5 ± 2.4	1239.1	1253	
Co	27		1332.8 ± 4.3		1337 ± 5	1341.8 ± 5		1323.0	1339	1342.5
Ni	28		1421.9 ± 5.0		1426	1428.5 ± 5		1411.3	1424	1417.7
Cu	29		1511.0 ± 5.5	1511.4 ± 1.0	1515	1515.1 ± 6	1508.2 ± 4.0	1498.1	1509	
Zn	30	1614.6 ± 6.2	1586.7 ± 4.4		1600 ± 7	1601.2 ± 6	1586.9 ± 4.5	1588.3	1598	
As	33	1874.4 ± 8.2			1867 ± 7	1868.3 ± 7		1853.0	1872	
Zr	40	2534.0 ± 5.1						2516.6	2533	
Mo	42	2718.5 ± 4.6			2712 ± 5	2711.6 ± 8		2715	2718	
Rh	45				2982 ± 13					
Pd	46				3077 ± 10					
Ag	47				3172 ± 13			3201		
Cd	48				3258 ± 13			3293		
In	49				3358 ± 12			3366		3392
Sn	50	3446.4 ± 6.4			3449 ± 15			3466	3470	
Sb	51				3544 ± 15			3543		3553.3
Ba	56				3981 ± 30			3996		
La	57				4065 ± 15			4084		

Таблица II

Элемент	Z	Эксперимент		Теория	
		Чикаго <sup>2)</sup>	Чикаго <sup>4)</sup>	Лос Аламос <sup>8)</sup>	Москва <sup>9)</sup>
V	23		208.1 ± 0.6		208.6
Fe	26	264.2 ± 3.3	265.7 ± 0.5	266.6	266.6
Ni	28	310.8 ± 4.3	307.8 ± 0.6	309.6	309.6
Cu	29		332.2 ± 0.6		332.1
Zn	30	356.0 ± 3.4	354.0 ± 0.9	355.7	355.7
As	33	432.7 ± 4.1		431.1	
Zr	40	638.8 ± 8.1		635.9	
Mo	42	707.5 ± 8.1		701.7	
Sn	50	994.6 ± 8.2		994.4	

Таблица III

Элемент		Эксперимент				Теория			Параметры				
		$2P_{3/2} - 1S_{1/2}$	$2P_{3/2} - 1S_{3/2}$	$3d_{3/2} - 2P_{3/2}$	$\frac{3d_{3/2} + 3d_{5/2}}{2P_{3/2}}$	$2P_{3/2} - 1S_{1/2}$	$2P_{3/2} - 1S_{3/2}$	$3d_{3/2} - 2P_{3/2}$	$\frac{3d_{3/2} + 3d_{5/2}}{2P_{3/2}}$	$\frac{C_0}{(Ф)}$	$\frac{C_1}{(Ф)}$	$\frac{C_2}{(Ф)}$	$\frac{C_3}{(Ф)}$
Au	E	5772 ± 9 <sup>(1)</sup>	5802 ± 9 <sup>(1)</sup>	2478 ± 4 <sup>(1)</sup>	2342 ± 4 <sup>(1)</sup>					6.58 <sup>(1)</sup>	2.28 <sup>(1)</sup>	8.46 <sup>(1)</sup>	2.4 <sup>(1)</sup>
	ΔE	170 ± 2 <sup>(1)</sup>		136 ± 6 <sup>(1)</sup>									
	R	145 ± 3 <sup>(1)</sup>		11 ± 0.5 <sup>(1)</sup>									
Tl	E	5930 ± 11 <sup>(1)</sup>			2438 ± 5 <sup>(1)</sup>	6001 ± 50 <sup>(1)</sup>		2452 <sup>(1)</sup>					
	ΔE	187.6 ± 4.3 <sup>(1)</sup>		146 ± 5 <sup>(1)</sup>		184 <sup>(1)</sup>		149 <sup>(1)</sup>					
	R	103 ± 0.2 <sup>(1)</sup>		1.9 ± 0.1 <sup>(1)</sup>									
Pb	E	5972 ± 7 <sup>(1)</sup>	5787 ± 7 <sup>(1)</sup>	2643 ± 4 <sup>(1)</sup>	2502 ± 3 <sup>(1)</sup>	6025 ± 50 <sup>(1)</sup>		2502 <sup>(1)</sup>		6.68 <sup>(1)</sup>	2.13 <sup>(1)</sup>	6.58 <sup>(1)</sup>	2.4 <sup>(1)</sup>
	ΔE	5930 ± 11 <sup>(1)</sup>		141 ± 5 <sup>(1)</sup>	2500 ± 4 <sup>(1)</sup>			149 <sup>(1)</sup>					
	R	6002 ± 16 <sup>(1)</sup>		147 ± 4 <sup>(1)</sup>	2438 ± 4 <sup>(1)</sup>	180 <sup>(1)</sup>							
Bi	E	6041 ± 7 <sup>(1)</sup>	5847 ± 7 <sup>(1)</sup>	2699 ± 7 <sup>(1)</sup>	2553 ± 7 <sup>(1)</sup>	5995 ± 50 <sup>(1)</sup>		2538 <sup>(1)</sup>					
	ΔE	6033 ± 9 <sup>(1)</sup>		148 ± 6 <sup>(1)</sup>	2500 ± 4 <sup>(1)</sup>			148 <sup>(1)</sup>		6.61 <sup>(1)</sup>	2.44 <sup>(1)</sup>	6.59 <sup>(1)</sup>	2.4 <sup>(1)</sup>
	R	6082 ± 20 <sup>(1)</sup>		148 ± 4 <sup>(1)</sup>	2498 ± 4 <sup>(1)</sup>	188 <sup>(1)</sup>		149 <sup>(1)</sup>					

Таблица IV

Ядро	Интенсивность мезорентгеновского излучения 2Р—1S		Доля безрадиационных переходов 2Р—1S
	Балац. и др. <sup>(26)</sup>	Андерсон и др. <sup>(27)</sup>	
W		1.05 ± 0.1	
Pβ	1	1	
Bi	1.00 ± 0.06	0.9 ± 0.1	0 ± 0.06
Th <sup>232</sup>	0.85 ± 0.07		0.15 ± 0.07
U <sup>235</sup>	0.71 ± 0.05		0.29 ± 0.05
U <sup>238</sup>	0.77 ± 0.04	0.7 ± 0.1	0.23 ± 0.04

Таблица V

ядро	R	α-доля безрадиационных переходов 2Р—1S	$\frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_n}$	Вер-ть безрад. деления ядер $W_g = \alpha \cdot \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_n}$	W <sub>n</sub> - полная вероятность деления
Th <sup>232</sup>	0.064 ± 0.022	0.15 ± 0.07 <sup>26)</sup>	0.18 <sup>30)</sup>	0.27	0.018 ± 0.012 <sup>26)</sup>
U <sup>235</sup>	0.111 ± 0.021	0.29 ± 0.05 <sup>26)</sup>	0.4 <sup>31)</sup>	0.1	< 0.28 <sup>32)</sup>
U <sup>238</sup>	0.072 ± 0.014	0.23 ± 0.04 <sup>26)</sup>	0.24 <sup>30)</sup>	0.055	0.070 ± 0.008 <sup>26)</sup>

$\sigma_f$  - сечение фотоделения ядер,

$\sigma_n$  - сечение фоторасщепления ядер

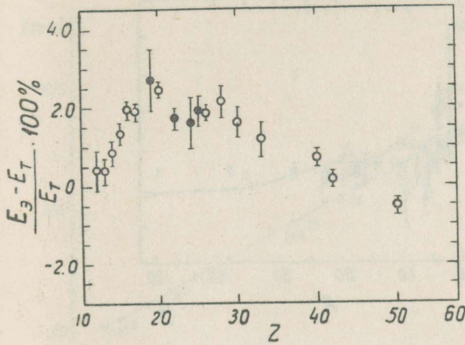


Рис. 1. Зависимость величины  $\frac{E_3 - E_1}{E_1} \cdot 100\%$  от заряда  $Z$  ядра мезоатома.

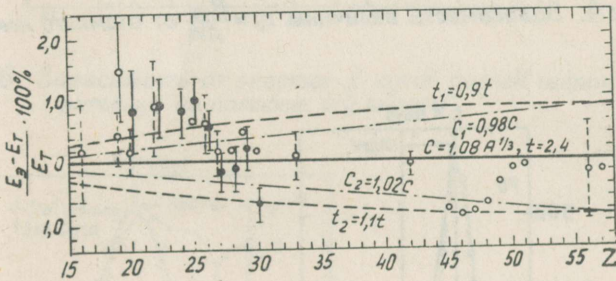


Рис. 2. Зависимость величины  $\frac{E_2 - E_1}{E_1} \cdot 100\%$  от заряда  $Z$  ядра мезоатома.

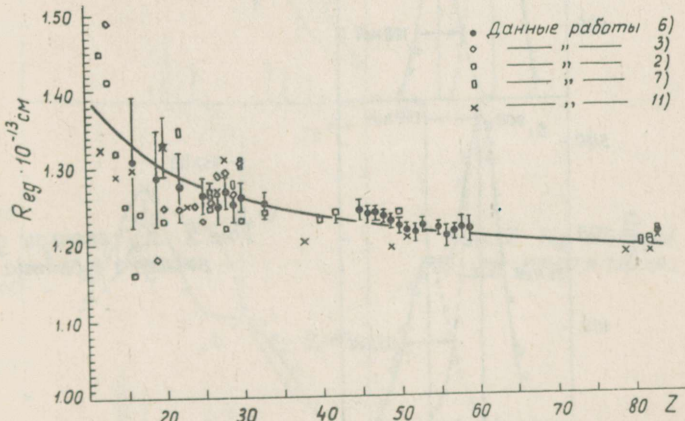


Рис. 3. Зависимость величины  $R_{\text{eq}}$  от заряда  $Z$  ядра.

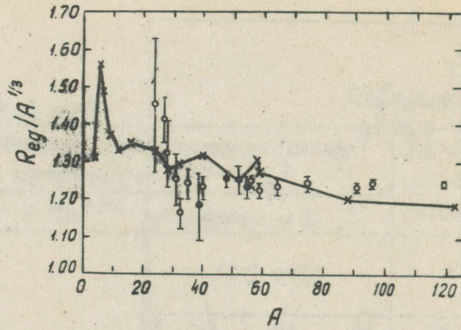


Рис. 4. Зависимость величины  $r_0 = \frac{R_{reg}}{A^{1/3}}$  от атомного номера.

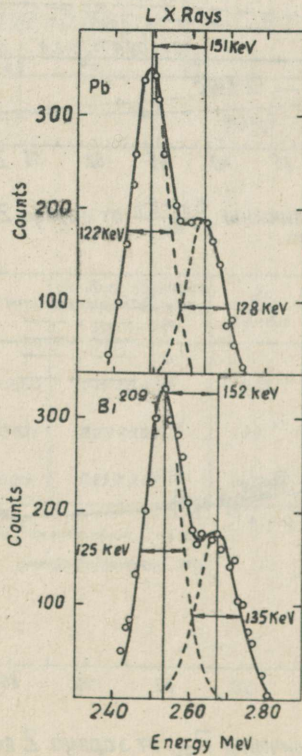


Рис. 5.  $K_{\alpha}$ -спектры для висмута и свинца.

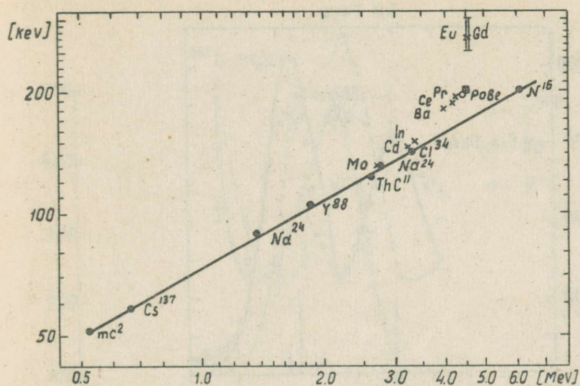


Рис. 6. Зависимость от энергии  $\gamma$ -лучей полной ширины фотопика на половине его высоты.

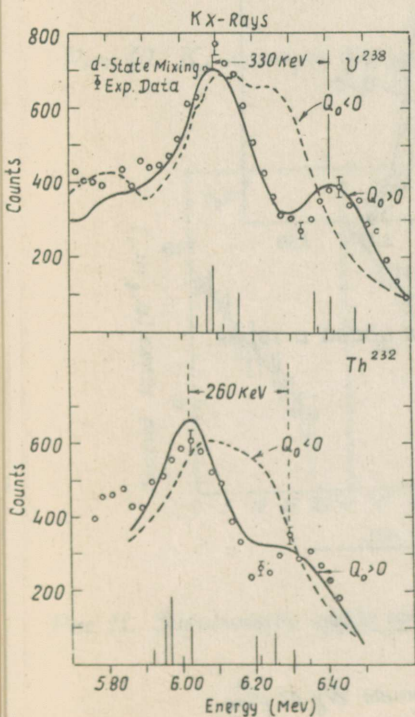


Рис. 7.  $K_{\alpha}$ -спектры для урана и тория.

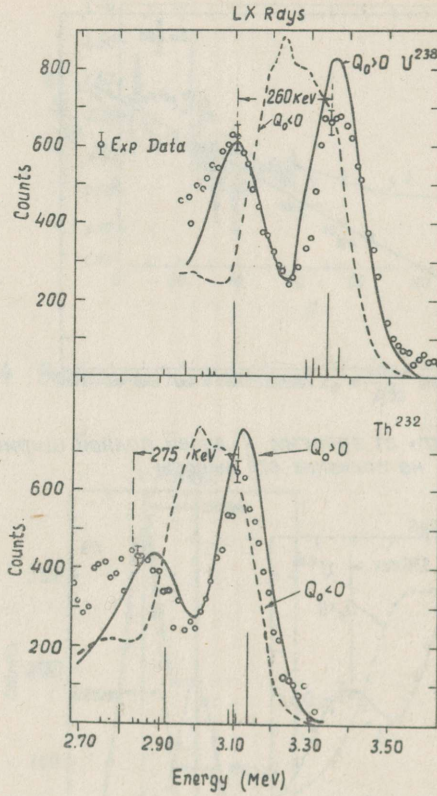


Рис. 8.  $L_{\alpha}$ -спектры для урана и тория.

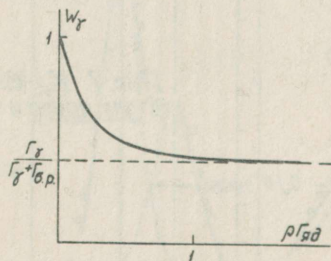


Рис. 9. Зависимость величины  $W_{\gamma}$  от  $\rho\Gamma_{ад}$ .

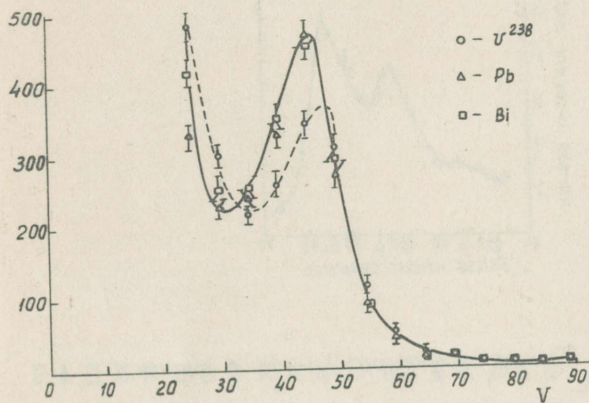


Рис. 10.  $K_{\alpha}$ -спектры для урана, свинца и висмута.

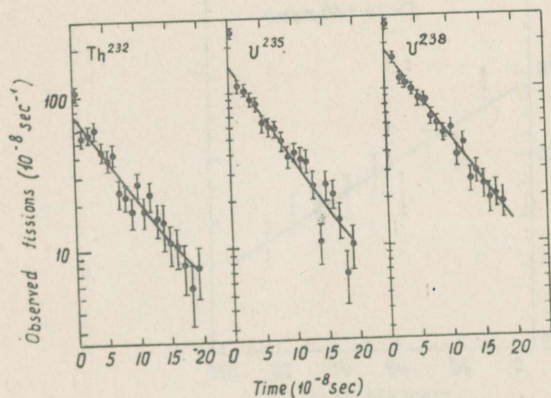


Рис. 11. Зависимость числа осколков от времени их появления.

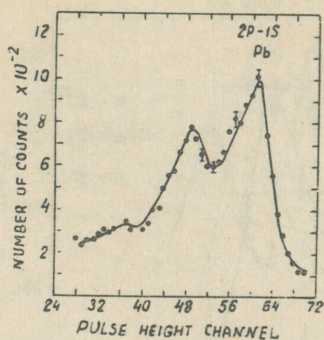


Рис. 12. Тонкая структура  $2p-1s$  в свинце.

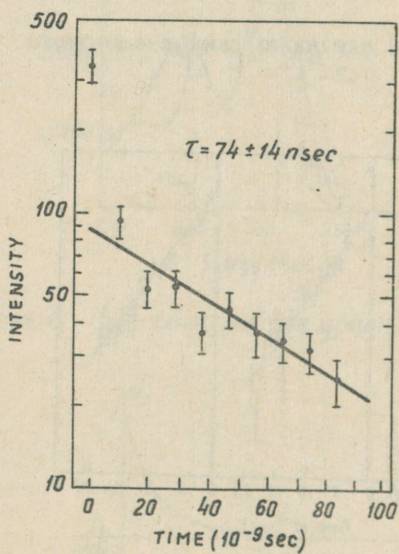


Рис. 13. Временное распределение актов деления плутония под действием  $\mu$ -мезонов.

Г.А. Л о б о в

РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ  $\mu$ -МЕЗОНОВ  
ЯДРАМИ

С о д е р ж а н и е

	Стр.
§ 1. Общие вопросы теории мюон-нуклонного взаимодействия .....	137
§ 2. Экспериментальные данные о мюон-нуклонном взаимодействии .....	143
§ 3. Радиационный захват мюона свободным протоном..	145
§ 4. Радиационный захват мюонов в водороде .....	153
§ 5. Радиационный захват мюонов ядрами .....	159
§ 6. Экспериментальные данные по радиационному захвату мюонов ядрами .....	160
§ 7. Заключение .....	161
Литература .....	162

§ I. Общие вопросы мюон-нуклонного взаимодействия.

Экспериментальное и теоретическое изучение взаимодействия  $\mu^-$ -мезонов с нуклонами вызывает в последнее время значительный интерес. Процессы захвата  $\mu^-$ -мезонов ядрами представляют, в этом смысле, особый интерес для теории слабых взаимодействий по следующим причинам. Во-первых, в процессах  $\mu^-$ -захвата странность не меняется, поэтому можно проверить гипотезу сохранения векторного тока и универсальности слабого взаимодействия. Во-вторых, можно проверить теоретические предсказания о константах взаимодействия мюон-нуклон с учетом эффектов сильного взаимодействия.

Если исходить из гипотезы универсального слабого взаимодействия, то процессы  $\mu^-$ -захвата описываются эффективным лагранжианом:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \frac{1}{\sqrt{2}} [\bar{u}_n \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_\mu] (V^\alpha + A^\alpha) \quad (1)$$

где:

$$V^\alpha = \bar{u}_n (C \gamma^\alpha + D \sigma^{\alpha\beta} q_\beta + E q^\alpha) u_p \quad (2)$$

$$A^\alpha = \bar{u}_n (A \gamma_5 \gamma^\alpha + B \gamma_5 q^\alpha + F \sigma^{\alpha\beta} \gamma_5 q_\beta) u_p \quad (3)$$

- векторный и аксиально-векторный нуклонный ток. Форм-факторы A, B, ..., F являются функциями квадрата переданного импульса  $q^2 = (\rho - n)^2$ , где  $\rho$  и  $n$  4-

-импульсы протона и нейтрона.

Зависимость от переданного импульса  $q$  в эффективном лагранжиане (I) обусловлена сильными взаимодействиями в системе протон-нейтрон. При "выключении" сильных взаимодействий формфакторы  $B, D, E, F \rightarrow 0$ , а  $A, C \rightarrow G$ , где  $G = 10^{-5}/m^2$  константа слабого взаимодействия.

Всюду в дальнейшем будет использован следующий выбор  $\gamma$ -матриц:

$$\begin{aligned} \gamma^i &= (-\gamma^i)^\dagger = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ \sigma^i & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, & (4) \\ \gamma_5 &= -\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^{\alpha\beta} = \frac{1}{2} [\gamma^\alpha, \gamma^\beta]. \end{aligned}$$

Рассмотрим, какие условия на формфакторы следуют из различных требований инвариантности эффективного лагранжиана (I).

#### 1. CP-инвариантность.

Требование CP-инвариантности, или что то же самое T-инвариантности (в силу CPT-теоремы), приводит, как известно, к тому, что формфакторы A, B, C, ... должны быть действительными.

В последнее время появились данные (см. [I]), указывающие, повидимому, на несправедливость такой гипотезы. Можно думать, однако, что мнимые части формфакторов сравнительно малы ( $Im A / Re A \lesssim 10^{-3}$ ) и считать в первом приближении формфакторы действительными (отметим, что специфические эффекты, связанные с T-неинвариантностью, мы рассматривать не будем).

#### 2. Сохранение векторного тока.

Требование сохранения векторного нуклонного тока:

$$q_\alpha V^\alpha = 0$$

приводит к условию:

$$E = 0.$$

3.  $G$  - инвариантность.

$G$  - преобразование определяется как произведение зарядового сопряжения  $C$  на поворот в изотопическом пространстве вокруг второй оси

$$G = C e^{i\pi T_2} \quad (5)$$

Требование  $G$  - инвариантности сводится к тому, что перенормированные сильными взаимодействиями векторный и аксиально-векторный нуклонные токи  $V^\alpha$  и  $A^\alpha$  должны преобразовываться также, как перенормированные токи

$$v^\alpha = \bar{u}_n \gamma^\alpha u_p \quad \text{и} \quad a^\alpha = \bar{u}_n \gamma_5 \gamma^\alpha u_p.$$

Это требование обусловлено тем, что сильные взаимодействия, перенормированные исходные токи  $v^\alpha$  и  $a^\alpha$ , изотопически инвариантны и сохраняют зарядовую четность. Таким образом, требование  $G$  - инвариантности сводится к условиям:

$$G V^\alpha G^{-1} = V^\alpha, \quad (6)$$

$$G A^\alpha G^{-1} = -A^\alpha. \quad (7)$$

Используя равенство (5) и условия (6) и (7)

$$F = 0, \quad (7a)$$

$$E = 0. \quad (7б)$$

Итак, эффективный скалярный формфактор  $E$  оказывается

дважды запрещенным в силу сохранения векторного тока и  $G$  - инвариантности сильных взаимодействий. Формфактор  $F$ , который называется "слабым диполем", запрещен однократно - требованием  $G$  - инвариантности.

Рассмотрим теоретические предсказания о зависимости формфакторов  $A, B, C, D$  от  $q^2$ . В теории с сохраняющимся векторным током векторный формфактор  $C$  и формфактор слабого магнетизма  $D$  выражаются через изотопически векторные формфакторы распределения заряда и магнитного момента нуклона  $C_V$  и  $M_V$  [2], [3]:

$$C(q^2) = C_V(q^2) C(0), \quad (8)$$

$$D(q^2) = M_V(q^2) D(0), \quad (9)$$

где  $C(0) = C_V$  - векторная константа  $\beta$  - распада, а  $D(0)$  имеет вид:

$$D(0) = \frac{M_p - M_n}{2m} C(0), \quad (10)$$

$M_p, M_n$  - аномальные магнитные моменты протона и нейтрона,  $m$  - масса нуклона. Формфакторы  $C_V(q^2)$  и  $M_V(q^2)$  известны из опытов Хофштадтера [4]:

$$C_V(q^2) = M_V(q^2) = -0.20 + \frac{1.20}{1 + 2.27 \left(\frac{q}{m}\right)^2} \quad (11)$$

Для захвата  $\mu$ -мезона свободным протоном ( $q^2 \simeq -m_\mu^2$ ) из равенств (8) - (11) имеем:

$$C(-m_\mu^2) = 0.97 C_V, \quad (12)$$

$$D(-m_\mu^2) = \frac{M_p - M_n}{2m} 0.97 C_V. \quad (13)$$

Формфактор эффективного псевдоскалярного взаимодействия

$B(q^2)$  происходит вследствие обмена нечетным числом  $\pi$ -мезонов между нуклонами ( $p\pi$ ) и лептонами ( $\mu\nu$ ). Полюсная диаграмма, отвечающая обмену одним  $\pi$ -мезоном, является простейшей в определении формфактора  $B(q^2)$ . Значение  $B$  оценивается современной теорией менее уверенно, чем величины остальных формфакторов. Никаких данных из  $\beta$ -распада нуклонов о величине  $B$  нет, т.к. соответствующий член в амплитуде  $\beta$ -процессов не обнаружен экспериментально.

Предполагая, что распад  $\pi \rightarrow \mu + \nu$  идет через нуклон-антинуклонную пару и используя экспериментальные данные о времени жизни  $\pi$ -мезона, формфактор  $B(q^2)$  в полюсном приближении можно представить в виде: [5]

$$B(q^2) = \frac{g_{\pi N}^2}{4\pi} \cdot \frac{m C_A}{2\pi(m_\pi^2 - q^2)}, \quad (14)$$

где  $g_{\pi N}^2/4\pi \approx 15$  - константа пион-нуклонного взаимодействия,  $C_A = A(0)$  - аксиально-векторная константа. Для захвата  $\mu^-$ -мезона свободным протоном константа эффективного псевдоскалярного взаимодействия имеет значение:

$$C_P = m_\mu B(-m_\mu^2) \approx 8C_A. \quad (15)$$

Этот же результат был получен Намбу [6] более наглядным образом. Он предположил, что аксиально-векторный ток сохраняется асимптотически в пределе  $m_\pi = 0$ . Условие сохранения аксиально-векторного тока имеет вид:

$$q_\alpha A^\alpha = 0.$$

Используя равенство (3), уравнение Дирака для протона и нейтрона и соотношение  $\sigma^{\alpha\beta} q_\alpha q_\beta = 0$ , получим на основе (16):

$$2mA + Bq^2 = 0.$$

или:

$$B(q^2) = - \frac{2mA}{q^2} . \quad (17)$$

Однако соотношение (17) предсказывает большую величину формфактора эффективного псевдоскалярного взаимодействия в  $\beta$ -распаде ( $q^2 \approx 0$ ), что противоречит опыту. Идея Намбу заключается в том, что сохранение аксиально-векторного тока имеет место только в пределе  $-q^2 \gg m_\pi^2$ . Поэтому соотношение (17) надо заменить равенством:

$$B(q^2) = \frac{2mA}{m_\pi^2 - q^2} , \quad (18)$$

которое при  $-q^2 \gg m_\pi^2$  совпадает с (17) и является таким образом следствием сохранения аксиально-векторного тока в этом пределе. И наоборот, если имеет место соотношение (18), которое не противоречит опыту, то в пределе  $-q^2 \gg m_\pi^2$  имеет место сохранение аксиально-векторного тока (16).

Выражения (14) и (18) получены таким образом на основе простейшей однопионной полюсной диаграммы. О вкладах в формфактор  $B(q^2)$  остальных диаграмм (трехпионной, пятипионной и т.д.) в настоящее время сказать ничего нельзя. Однако на основе дисперсионной теории, повидимому, можно предположить, что зависимость от  $q^2$  вкладов в  $B(q^2)$  от остальных диаграмм ожидается довольно слабой. По этой причине в ряде работ (см. например [16], [20]) формфактор  $B(q^2)$  записывается в виде:

$$B(q^2) = \frac{2mA}{m_\pi^2 - q^2} + Const. \quad (18a)$$

Гольдбергер и Трейман [4] на основе дисперсионной теории дают следующую оценку для аксиально-векторного

формфактора:

$$A(q^2) = A(0) \left( 1 - \frac{1}{\pi} \left( \frac{q}{2m} \right)^2 \right). \quad (19)$$

Для захвата  $\mu$ -мезона протоном:

$$A(-m_\mu^2) = 0.99 C_A, \quad (20)$$

где  $C_A = A(0)$  - аксиально-векторная константа в  $\beta$ -распаде.

Что касается зависимости от  $q^2$  формфакторов  $E$  и  $F$ , то она неизвестна.

В теории универсального слабого взаимодействия с сохраняющимся векторным током соотношения (7б), (12), (13) несомненны (с точностью до электромагнитных поправок). Близость значений  $C_A$  и  $A(-m_\mu^2)$ , выражаемая равенством (20), представляется весьма вероятной. Наиболее интересным в этом смысле являются равенства (7а) и (7б), запрещающие "слабый диполь" и скаляр при сохранении  $G$ -четности и равенство (15), указывающее на большую величину псевдоскалярного формфактора во взаимодействии  $\mu$ -мезонов с нуклонами.

## § 2. Экспериментальные данные о мюон-нуклонном взаимодействии.

В этом параграфе будет дан краткий обзор экспериментальных данных о формфакторах мюон-нуклонного взаимодействия.

Отношение вероятности  $\Gamma_{\pi e}$  распада пиона на электрон и нейтрино к вероятности  $\Gamma_{\pi \mu}$  распада на мюон и нейтрино дается выражением:

$$R = \left( \frac{A^\beta}{A^\mu} \right)^2 \cdot 1,23 \cdot 10^{-4},$$

где  $A^\beta$  и  $A^M$  - значения аксиальных формфакторов в амплитудах слабого взаимодействия нуклонов с электронами и мюонами при одном и том же передаваемом импульсе ( $q^2 = m_{\mu}^2$ ). Из сравнения  $R$  с экспериментальным значением:

$$R_{exp} = (1,21 \pm 0,07) \cdot 10^{-4}$$

следует, что  $A^\beta$  и  $A^M$  при одном и том же передаваемом импульсе равны друг другу с точностью 5%. Этот факт согласуется с предсказаниями универсальной теории слабых взаимодействий (см. формулу (20)).

Теперь рассмотрим данные из опытов по нерadiационному захвату мюонов ядрами<sup>x)</sup>.

Экспериментальные данные по радиационному захвату  $\mu^-$ -мезонов ядрами будут обсуждаться позже. Опыты по нерadiационному  $\mu^-$ -захвату имели своей целью, в основном, определение константы эффективного псевдоскалярного взаимодействия.

Данные опытов по измерению угловой асимметрии нейтронов, испускаемых при захвате поляризованных мюонов ядрами  $Mg$  [8] и  $S$  [9] свидетельствуют о большой величине псевдоскаляра ( $C_P/C_A \gg 10$ ).

И.С.Шапиро и Л.Д.Блохинцевым было показано [10], что для определения  $C_P$  удобно использовать измерение относительной вероятности захвата  $\mu^-$ -мезона ядром  $O^{16}$  с образованием  $N^{16}$  в возбужденных состояниях  $0^-$  и  $1^-$ . Результаты опытов по измерению этого эффекта привели к значению [11]:

$$-5 \leq C_P/C_A \leq 12.$$

---

<sup>x)</sup> Подробное обсуждение этих данных можно найти в работе И.С.Шапиро [7].

Следует отметить, что интерпретация этих опытов затруднена эффектами смешивания ядерных конфигураций.

Результаты опытов по  $\mu$ -захвату в водороде [12] и в  $\text{He}^3$  [13] привели к значению:

$$4 \lesssim C_P / C_A \lesssim 14.$$

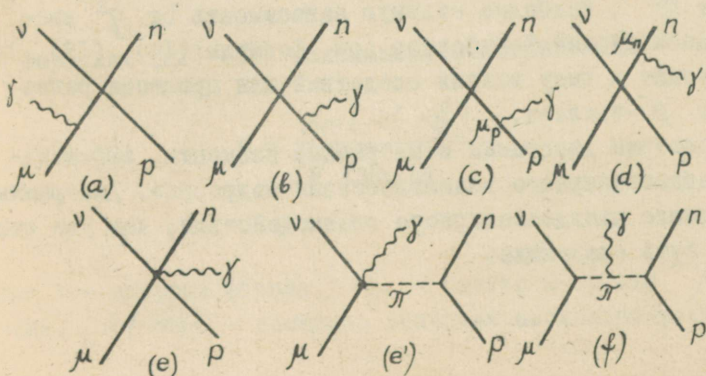
В стороне от только что рассмотренных опытов стоят результаты, полученные В.С.Евсеевым с сотрудниками при измерении асимметрии вылета нейтронов при захвате поляризованных  $\mu^-$ -мезонов ядрами  $\text{Ca}^{40}$  [14]. Результаты, полученные В.С.Евсеевым, приводят к следующим значениям констант взаимодействия мюон-нуклон:

$$C_P \approx 20 C_A, \quad m_\mu E = -C_V. \quad (21)$$

При этом остальные константы имеют свои "канонические" значения. Более подробно этот вопрос рассмотрен в работе И.С.Шапиро [7].

§ 3. Радиационный захват  $\mu^-$ -мезона свободным протоном.

Процесс радиационного захвата  $\mu^-$ -мезона протоном будем описывать следующим набором диаграмм:

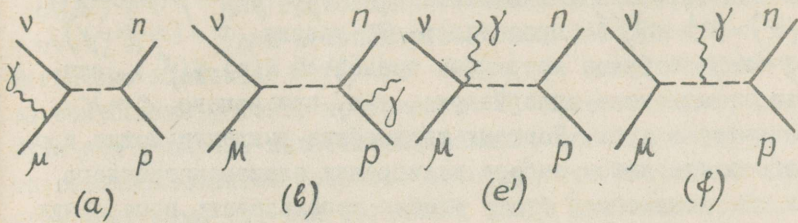


Диаграммы (а) и (б) соответствуют тормозному излучению мюона и протона. Диаграммы (с) и (d) соответствуют излучению фотонов протоном и нейтроном из-за взаимодействия их аномальных магнитных моментов  $\mu_p$  и  $\mu_n$  с электромагнитным полем. Диаграмма (е) появляется вследствие зависимости от переданного импульса вершинных частей, соответствующих слабому магнетизму, скаляру и слабому диполю в результате введения электромагнитного поля в эффективный матричный элемент (I) с помощью замены

$q^\alpha \rightarrow q^\alpha - eA^\alpha$ . Диаграмма (е')—это то же самое, что и диаграмма (е), но только для эффективного псевдоскаляра.

Диаграмма (f) соответствует излучению фотона  $\pi$ -мезоном для псевдоскалярного взаимодействия. Диаграммами (а), (б), (е') и (f) ограничивается полный набор диаграмм для эффективного псевдоскалярного взаимодействия, которые в сумме градиентно-инвариантны. Заметим, что зависимость от переданного импульса содержится не только в вершинных частях слабого магнетизма, диполя, псевдоскаляра и скаляра, но также и в самих формфакторах. Однако в радиационном  $M$ -захвате  $|q^2| \simeq m_M^2$ , поэтому в случае вектора, слабого магнетизма и аксиального вектора этой зависимостью, повидимому, можно пренебречь (см. формулы (8)–(II), (I9)). Что касается зависимости от  $q^2$  формфакторов  $E$  и  $F'$ , то она неизвестна и по поводу ее можно делать лишь различные предположения. Для простоты далее будем предполагать, что  $E$  и  $F'$  не зависят от  $q^2$ . Наиболее сильную зависимость от  $q^2$  имеет псевдоскалярный формфактор (см. формулы (I4), (I8)). Это приводит к ряду важных следствий для процесса радиационного  $M^-$ -захвата.

Рассмотрим диаграммы и матричные элементы эффективного псевдоскалярного взаимодействия подробнее. Диаграммы эффективного псевдоскалярного взаимодействия, как уже отмечалось, суть следующие:



Матричные элементы, соответствующие диаграммам (a)-(f), имеют вид [15], [16]:

$$M(a) = g \Delta(t^2) \bar{u}_n \gamma_5 u_p \bar{u}_v \hat{t} (1 + \gamma_5) S(\mu') \hat{E} u_\mu \quad (22)$$

$$M(b) = -g \Delta(q^2) \bar{u}_n \gamma_5 S(p') \hat{E} u_p \bar{u}_v \hat{q} (1 + \gamma_5) u_\mu \quad (23)$$

$$M(e') = g \Delta(t^2) \bar{u}_n \gamma_5 u_p \bar{u}_v \hat{E} (1 + \gamma_5) u_\mu \quad (24)$$

$$M(f) = -g \Delta(t^2) \Delta(q^2) 2m\epsilon(q+t) \bar{u}_n \gamma_5 u_p \cdot \bar{u}_v \hat{q} (1 + \gamma_5) u_\mu \quad (25)$$

В формулах (22)-(25) использовано обозначение

$$g = \frac{2meA(-m_\pi^2)}{\sqrt{2\pi k a_\mu^3}}, \quad (25a)$$

где  $k$  - энергия фотона,  $a_\mu$  - радиус К-орбиты  $\mu^-$ -мезона,  $A(-m_\pi^2)$  - полюсное значение аксиально-векторного

формфактора,  $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137}$ ,  $S(\rho) = (\beta - m)^{-1}$  - пропагатор фермиона (протона или мюона),  $\mu^- = \mu - \gamma$ ,  $\rho' = \rho - \gamma$ ,  $\Delta(t^2) = (t^2 - m_\pi^2)^{-1}$  - пропагатор  $\pi$ -мезона,  $t = (v - \mu - \gamma)$ ,  $q = v - \mu$ . Сумма матричных элементов  $M(a) - M(f)$ , очевидно, градиентно-инвариантна, т.е. при замене  $\mathcal{E} \rightarrow K$  обращается в нуль. Поэтому дальнейшие выкладки можно производить при любом выборе калибровки электромагнитного поля. В дальнейшем будет удобно использовать поперечную калибровку, в которой вектор  $\mathcal{E}$  имеет пространственные составляющие. Используя уравнение Дирака для протона, мюона и нейтрино, после ряда преобразований приведем матричные элементы  $M(a) - M(f)$  к виду [15], [17]:

$$M(a) = -\frac{1}{2} g \Delta(t^2) \bar{u}_n \gamma_5 u_p \bar{u}_v (1 - \gamma_5) \cdot (\lambda + \gamma_5) \vec{\mathcal{E}}_\lambda u_\mu, \quad (26)$$

$$M(b) = \frac{m_\mu}{2m} g \Delta(q^2) \bar{u}_n (1 + \lambda \gamma_5) \vec{\mathcal{E}}_\lambda u_p \bar{u}_v (1 - \gamma_5) u_\mu, \quad (27)$$

$$M(f) = 2g m_\mu \Delta(t^2) \Delta(q^2) (\vec{\mathcal{E}}_\lambda \vec{v}) \bar{u}_n \gamma_5 u_p \cdot \bar{u}_v (1 - \gamma_5) u_\mu. \quad (28)$$

В выражениях (26)-(28)  $\vec{\mathcal{E}}_\lambda$  - единичный вектор циркулярной поляризации фотона:

$$\vec{\mathcal{E}}_\lambda = (\vec{i} - i\lambda \vec{j}) / \sqrt{2},$$

(  $\lambda = +1$  - для правого,  $\lambda = -1$  для левого циркулярно-поляризованного фотона ),

Матричный элемент  $\bar{M}(a)$  представляет собой сумму матричных элементов  $M(a)$  и  $M(e')$ , ответственных за испускание фотонов мюоном и ( $\pi_{\mu\nu}$ ) вершиной. Из струк-

туры оператора в лептонной скобке  $\overline{M}(\alpha)$  следует, что  $\overline{M}(\alpha) \equiv 0$  для правополяризованных фотонов ( $\lambda = 1$ ) и  $\overline{M}(\alpha) \neq 0$  для левополяризованных фотонов ( $\lambda = -1$ ). Матричные элементы  $M(\beta)$  и  $M(\gamma)$ , ответственные за испускание фотонов протоном и  $\pi$ -мезоном отличны от нуля как в случае левополяризованных, так и в случае правополяризованных фотонов. Отметим, что матричный элемент диаграммы (а) для остальных видов взаимодействий, ответственный за испускание только правополяризованных фотонов ( $\lambda = 1$ ):

$$M(\alpha) = -\frac{g_i}{2m_\mu} \bar{u}_n O_i^\alpha u_p \bar{u}_v \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \cdot (\lambda + \gamma_5) \vec{\sigma} \vec{\epsilon}_\lambda u_\mu, \quad (29)$$

где  $O_i^\alpha$  - операторы векторного, аксиально-векторного и других взаимодействий, (кроме, конечно, псевдоскалярного),  $g_i$  - определяется формулой (25а), в которой  $2mA(-m_\mu^2)$  заменено формфактором соответствующего взаимодействия.

Рассмотрим относительные величины матричных элементов (26)-(29) [15] - [18]. В нерелятивистском пределе нуклонная скобка матричного элемента  $\overline{M}(\alpha)$  из-за оператора  $\gamma_5$ , действующего между состояниями протона и нейтрона, пропорциональна разности скоростей протона и нейтрона. Эта нуклонная скобка имеет, таким образом, порядок величины  $m_\mu/m$ , т.к. импульс отдачи нейтрона  $p \sim m_\mu$ .

В то же время в матричном элементе  $M(\beta)$  нуклонная скобка имеет порядок величины 1. Лептонные части матричных элементов  $M(\beta)$  и  $M(\alpha)$  имеют примерно один и тот же порядок величины. Таким образом, отношение квадратов модулей матричных элементов  $M(\beta)$  и  $\overline{M}(\alpha)$  определяется отношением квадратов  $\pi$ -мезонных пропагаторов  $\Delta(q^2)$  и  $\Delta(t^2)$ :

$$R = \frac{|M(\ell)|^2}{|\bar{M}(\alpha)|^2} = 2 \left( \frac{\Delta(q^2)}{\Delta(t^2)} \right)^2 = 2 \left[ \frac{m_{\mathcal{P}}^2 - (p-n)^2}{m_{\mathcal{P}}^2 - (v-\mu)^2} \right]^2 \quad (30)$$

Множитель 2 в формуле (30) учитывает тот факт, что матричный элемент  $M(\ell)$  отличен от нуля как для правых, так и для левых циркуляционно-поляризованных фотонов, в то время как  $M(\alpha) \neq 0$  только для левых фотонов.

Особенно велико отношение  $R$  вблизи границы фотонного спектра ( $E_\nu = 0$ ,  $\kappa = m_\mu$ ):

$$R = 2 \left( \frac{m_{\mathcal{P}}^2 + m_\mu^2}{m_{\mathcal{P}}^2 - m_\mu^2} \right)^2 \simeq 25. \quad (31)$$

Этот факт объясняется тем, что при  $E_\nu = 0$ ,  $\kappa = m_\mu$  значение передаваемого импульса  $q^2 = (v-\mu)^2$  для диаграммы ( $\ell$ ) близко к границе физической области  $q^2 = m_{\mathcal{P}}^2$ . Аналогичное рассмотрение на границе фотонного спектра дает для отношения квадратов модулей матричных элементов  $\bar{M}(\alpha)$  и  $M(\alpha)$  (29) (с векторным взаимодействием) следующее значение:

$$\frac{|\bar{M}(\alpha)|^2}{|M(\alpha)|^2} \cong \left( \frac{m_\mu}{m} \right)^2. \quad (32)$$

Матричный элемент  $M(f) \equiv 0$  на границе фотонного спектра, как следует из формулы (28). Он имеет наибольшее значение вблизи  $E_\nu \simeq m_\mu$ . При этом отношение квадратов модулей матричных элементов  $\bar{M}(\alpha)$  и  $M(\alpha)$ :

$$\frac{|\bar{M}(\alpha)|^2}{|M(\alpha)|^2} \simeq \frac{1}{4}. \quad (33)$$

Из формул (31)-(33) следует, что основной вклад в

вероятность радиационного захвата  $\mu^-$ -мезона протоном дает диаграмма (б) эффективного псевдоскалярного взаимодействия, в которой фотон излучается протоном.

Заметим, что вывод об основном вкладе диаграммы (б) во многом аналогичен выводу о главном вкладе полюсной однуклонной диаграммы в процессе фоторождения  $\pi^+$ -мезонов ( $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$ ) при энергии фотона, близкой к пороговому значению. Однуклонная полюсная диаграмма с точностью 10-20% описывает экспериментальные значения полного сечения фоторождения  $\pi^+$ -мезонов вблизи порога.

Из формулы (32) следует, что вклад матричного элемента  $\bar{M}(\alpha)$  с эффективным псевдоскалярным взаимодействием (при  $C_p = 8C_A$ ) в полную вероятность радиационного захвата мюона протоном составляет несколько процентов ( $\approx 4\%$ ) от вклада  $V-A$  взаимодействия. Поэтому из соотношения (31) следует, что учет диаграммы (б) приводит к увеличению полной вероятности примерно в два раза по сравнению с вероятностью, полученной без учета диаграммы (б). Результаты строгого расчета подтверждают этот вывод [17], [18].

Рассмотрим только диаграмму (а) с  $V-A$  взаимодействием. Пренебрегая членами, имеющими порядок величины и  $m_\mu/m$ , получим, что отношение вероятностей радиационного и нерадиационного захвата вообще не зависит от констант  $V$  и  $A$  взаимодействия и имеет значение:

$$R = \frac{\Gamma(\text{rad.})}{\Gamma(\text{non-rad.})} = \frac{\alpha}{12\pi} = 1,9 \cdot 10^{-4}. \quad (34)$$

При этом фотоны должны быть полностью правополяризованными:

$$\beta(k) = \frac{N_R(k) - N_L(k)}{N_R(k) + N_L(k)} = +1,$$

где  $N_{R,L}$  - число правых (левых) циркулярно поляризованных фотонов. Этот результат, как отмечалось, следует из вида матричного элемента  $M(a)$  (29) диаграммы (а). Учет членов порядка величины  $m_\mu/m$  и  $(m_\mu/m)^2$ , как показано в работе [19], приводит к увеличению отношения (34) примерно на 40%:

$$R_{res.} = 1,38 \frac{\alpha}{12\pi}$$

Сильная зависимость формфакторов эффективного псевдоскалярного взаимодействия в радиационном  $\mu$ -захвате от квадрата переданного импульса приводит к сильной зависимости всех характеристик процесса радиационного захвата мюона протоном от константы эффективного псевдоскалярного взаимодействия [17]. Этими характеристиками являются: 1) полная вероятность, 2) спектр фотонов, 3) степень циркулярной поляризации фотонов, 4) отношение вероятности радиационного захвата к вероятности нерadiационного захвата мюона протоном.

В таблице I приведены значения полной вероятности радиационного  $\Gamma(rad)$  и нерadiационного  $\Gamma(non-rad)$  захвата мюона протоном и их отношения  $R$  в зависимости от эффективной псевдоскалярной константы. При этом для остальных констант использовались значения, определяемые равенствами (12), (13), (20) и полагалось  $E=F=0$  [17], [20].

Таблица 1

	$C_P = 8C_A$	$C_P = 16C_A$
$\Gamma(rad) \cdot 10^2 \text{ сек}^{-1}$	6.9	9.2
$\Gamma(non-rad) \cdot \text{сек}^{-1}$	168	154
$R \cdot 10^4$	4.1	6.0

Значения, приведенные в таблице I, были получены с учетом членов, имеющих порядок величины  $m_\mu/m$  и  $(m_\mu/m)^2$  [17], [20]. Численные значения во втором столбце получены в предположении, что эффективный псевдоскалярный формфактор определяется суммой двух членов - полюсного и постоянного (см. формулу (I8a)). При этом оба члена предполагались равными по абсолютной величине. Из данных таблицы I следует, что при увеличении эффективной псевдоскалярной константы от  $C_P = 8C_A$  до  $C_P = 16C_A$  величины  $\Gamma_{(rad)}$  и  $R$  возрастает примерно в полтора раза, в то время как  $\Gamma_{(non-rad)}$  меняется всего примерно на 20 %.

Нами была рассмотрена зависимость характеристик радиационного захвата мюона протоном от формфактора эффективного псевдоскалярного взаимодействия. В настоящее время заканчиваются соответствующие расчеты для скалярного формфактора и "слабого диполя" и результаты их, по видимому, будут вскоре опубликованы<sup>x)</sup>.

В этом разделе был рассмотрен радиационный захват мюона покоящимся протоном. Захват мюона покоящимся протоном можно рассматривать в качестве модели для захвата мюона протоном ядра с нулевым спином.

#### § 4. Радиационный захват $\mu$ -мезона в водороде.

В этом разделе рассматриваются мезоатомные и мезо-молекулярные эффекты, возникающие при радиационном захвате  $\mu^-$ -мезонов в водороде.

Вследствие взаимодействия магнитных моментов протона и мюона у атома мезоводорода существует два состояния

<sup>x)</sup> В работе Е. Борчи [29] получено значение  $\Gamma_{(non-rad)} = 244 \text{ сек}^{-1}$  при  $C_P = 8C_A$  (вместо общепринятого значения  $168 \text{ сек}^{-1}$ ). По этой причине правильность остальных результатов сомнительна.

сверхтонкой структуры - синглетное с полным моментом  $F=0$  и триплетное с  $F=1$ . Состояния сверхтонкой структуры мезоатома составляют некогерентную смесь, т.к. сверхтонкое расщепление уровня основного состояния значительно больше, чем  $\hbar/\tau_\mu$  ( $\tau_\mu$  - время жизни мюона).

Переход из триплетного состояния в синглетное может осуществляться с помощью механизма "перескока", сущность которого состоит в следующем. Рассмотрим мезоатом водорода в триплетном состоянии. В результате теплового движения мезоатом свободно диффундирует в среде и может подходить к другим ядрам на расстояние порядка боровского радиуса  $a_\mu = 2,5 \cdot 10^{-11}$  см. При этом из-за обменного взаимодействия мюон может быть перехвачен другим протоном, имеющим направление спина, противоположное направлению спина протона в мезоатоме. Этот переход является необратимым, т.к. энергия теплового движения значительно меньше разности энергий между уровнями с  $F=0$  и  $F=1$   $\Delta E \approx 0.2$  eV. Вероятность перехода ( $F=1$ )  $\rightarrow$  ( $F=0$ ) в жидком водороде составляет  $\tilde{\tau}_H^{-1} = 5 \cdot 10^9$  sec<sup>-1</sup> [21]. Таким образом за время жизни мюона мезоатомы водорода переходят из триплетного состояния в синглетное. В процессе этого перехода  $\mu$ -мезон полностью деполаризуется, если даже вначале, до захвата на мезоводородную К-орбиту мюон был поляризован.

По этой причине в водороде нельзя осуществить опытов по установлению вида взаимодействия ( $\mu p \nu$ ) с использованием поляризованных мюонов, если условия опыта таковы, что захват мюонов идет из синглетного состояния.

Радиационный захват мюона из синглетного состояния представляет значительный интерес с точки зрения теории по той причине, что он запрещен в случае чистого V-A взаимодействия с равными по абсолютной величине и противоположными по знаку векторной и аксиально-векторной константами. Радиационный захват мюона из синглетного состояния в ( $\rho\mu$ ) атоме идет, таким образом, только за счет эффектов перенормировки лагранжиана слабого взаи-

модействия, обусловленной сильными взаимодействиями. По этой причине все характеристики радиационного захвата мюона из синглетного состояния ( $\rho\mu$ ) атома должны особенно существенно зависеть от величины перенормировки лагранжиана слабого взаимодействия.

Покажем как из вида эффективного лагранжиана слабого взаимодействия следуют те или иные правила запрета для процессов  $\mu$ -захвата [17]. Лагранжиан слабого взаимодействия выберем в форме  $V-A$  взаимодействия:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{u}_n \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) u_p \bar{u}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_\mu \quad (35)$$

Нуклонная скобка лагранжиана (35) соответствует испусканию нейтрона и поглощению протона. С равным успехом можно рассматривать поглощение антинейтрона и испускание антипротона, т.к. поглощение антинейтрона эквивалентно испусканию нейтрона, а испускание антипротона - поглощению протона. Для такого перехода к античастицам в нуклонной скобке ее надо, очевидно, подвергнуть преобразованию зарядового сопряжения  $C$ :

$$C = -\gamma_0 \gamma_2, \quad C \gamma_\alpha C^{-1} = -\tilde{\gamma}_\alpha \quad (\alpha = 1, 2, 3, 4)$$

где ( $\sim$ ) означает транспонирование. При действии зарядового сопряжения биспиноры  $u_p$  и  $\bar{u}_n$  преобразуются согласно:

$$u_p \rightarrow C \tilde{u}_p, \quad \bar{u}_n \rightarrow -\tilde{u}_n \cdot C^{-1}$$

Таким образом при переходе к античастицам в нуклонной скобке лагранжиан (35) перейдет в следующее выражение:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} \rightarrow \mathcal{L}_{\text{eff}}^c = -\frac{G}{\sqrt{2}} \bar{u}_p \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) u_n \bar{u}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_\mu \quad (35')$$

где  $\bar{p}$  и  $\bar{n}$  - означают соответствующие античастицы.

Теперь надо сделать так, чтобы протон и мюон входили в одну и ту же скобку. Это можно сделать с помощью преобразования Фирца, которое меняет местами биспиноры

$u_{\bar{n}}$  и  $u_{\mu}$  :

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}^c \rightarrow \mathcal{L}_{\text{eff}}^{cF} = \sqrt{2} G \bar{u}_{\bar{p}} (1 + \gamma_5) u_{\mu} \bar{u}_{\nu} (1 + \gamma_5) u_{\bar{n}}. \quad (35'')$$

Если рассматривать протон и мюон как единую систему - мезоатом водорода, то амплитуда волновой функции этой системы:

$$\Psi_{p\mu} = \bar{u}_{\bar{p}} (1 + \gamma_5) u_{\mu}$$

является скаляром относительно собственного преобразования Лоренца, не включающего пространственные отражения. Следовательно, полный момент  $\mathcal{F} = L + F$  ( $p\mu$ )-системы равен нулю. Итак, захват мюона из триплетного состояния ( $L=0$ ,  $F=0$ ,  $\mathcal{F}=1$ ) строго запрещен законом сохранения полного момента  $\mathcal{F}$ . При этом разрешен захват мюона из синглетного состояния ( $L=0$ ,  $F=0$ ,  $\mathcal{F}=0$ ). Поскольку переход с испусканием одного фотона из состояния системы ( $p\mu$ ) с  $\mathcal{F}=0$  в состояние ( $\nu$ ) с  $\mathcal{F}=0$  невозможен, в силу сохранения полного момента  $\mathcal{F}$ , то радиационный захват мюона с испусканием одного фотона в синглетном состоянии запрещен. Однако при этом разрешен радиационный захват мюона в триплетном состоянии ( $L=0$ ,  $F=1$ ,  $\mathcal{F}=1$ ), т.к. переход системы ( $p\mu$ ) с  $\mathcal{F}=1$  в состояние ( $\nu$ ) с  $\mathcal{F}=0$  с испусканием одного фотона разрешен.

Из полученных выше правил запрета для различных состояний сверхтонкой структуры следует, что в том случае, когда запрещен нерадиационный захват мюона из какого-либо состояния, разрешен радиационный захват мюона из того же

состояния и наоборот.

Полученные выше правила запрета базировались, существенным образом, на эффективном лагранжиане  $V-A$  взаимодействия. Учет эффектов сильных взаимодействий приводит к тому, что эффективный лагранжиан будет иметь более сложный вид (I). При этом полученные выше правила запрета изменятся. Если радиационный захват из синглетного состояния запрещен для  $V-A$  взаимодействия, то при учете эффектов сильных взаимодействий он будет идти только за счет отличия перенормированного лагранжиана от лагранжиана  $V-A$  взаимодействия.

По этой причине исследование процесса радиационного захвата из синглетного состояния на опыте представляет значительный интерес как важный источник информации о перенормировочных эффектах в слабых взаимодействиях.

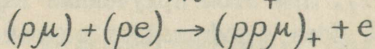
В таблице 2 приведены значения  $\Gamma_0$ ,  $\Gamma_1$  - вероятностей радиационного и нерадиационного захвата из синглетного и триплетного состояний мезоатома водорода и их отношения для двух значений псевдоскалярной константы [17], [20].

Таблица 2

	$C_P = 8C_A$	$C_P = 16C_A$
$\Gamma_0(\text{rad}) \cdot 10^3 \text{сек}^{-1}$	4.96	14.6
$\Gamma_0(\text{non-rad}) \text{сек}^{-1}$	634	503
$R_0 \cdot 10^4$	0.08	0.29
$\Gamma_1(\text{rad}) \cdot 10^2 \text{сек}^{-1}$	9.00	11.8
$\Gamma_1(\text{non-rad}) \text{сек}^{-1}$	13.3	37.0
$R_1 \cdot 10^4$	69	32

Из результатов этой таблицы следует, что вероятность  $\Gamma_0$  (rad) (также как и отношение  $R_0$ ) очень чувствительна к величине псевдоскалярной константы.

В жидком водороде ( $p\mu$ ) мезоатом за время жизни мюона может присоединить еще один протон и образовать мезомолекулярный ион ( $pp\mu$ ):



Основная неопределенность в теоретическом расчете вероятности захвата мюона в месте нахождения ядра. Полная вероятность захвата мюона молекулой водорода определяется формулой:

$$\Gamma_m = 2\gamma \left( \frac{3}{4}\Gamma_1 + \frac{1}{4}\Gamma_0 \right), \quad (36)$$

где  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_0$  - вероятности захвата из триплетного и синглетного состояний мезоводорода, а фактор  $\gamma = 1$  в случае газообразного водорода и

$$\gamma = 0,500 \pm 0,025 \quad (37)$$

для жидкого водорода [22].

В таблице 3 приведены значения вероятностей радиационного ( $\Gamma_m$  (rad)) и нерадикационного захвата ( $\Gamma_m$  (non-rad)), а также их отношения  $R_m$  для двух значений псевдоскалярной константы [17], [20].

Таблица 3

	$C_p = 8C_A$	$C_p = 16C_A$
$\Gamma_m$ (rad) $\cdot 10^2 \text{ сек}^{-1}$	2.58	4.05
$\Gamma_m$ (non-rad) $\cdot \text{сек}^{-1}$	480	387
$R_m \cdot 10^4$	0.55	1.04

Из таблицы следует, что при увеличении  $C_p$  в два раза  $\Gamma_m(rad)$  и  $R_m$  возрастают также примерно в два раза.

### § 5. Радиационный захват мюонов ядрами.

При теоретическом рассмотрении захвата мюонов ядрами, естественно попытаться выразить амплитуду захвата ядром через амплитуду захвата свободным протоном. Таким образом для радиационного захвата мюона ядром учитываются те же диаграммы, что и для свободного протона (см.рис. I). Надо заметить, что, вообще говоря, протон, связанный в ядре, отличается от свободного тем, что он находится не на массовой поверхности. Поэтому, строго говоря, амплитуда захвата мюона ядерным протоном, отличается от амплитуды захвата мюона свободным протоном. Это различие обычно игнорируется на том основании, что выход за массовую поверхность сравнительно мал  $p^2 - m^2 \approx 2m\mathcal{E}$ , где  $\mathcal{E}$  - энергия связи нуклона в ядре. Такое допущение означает, что мы пренебрегаем вкладами, возникающими вследствие пионного обмена между нуклонами. Итак, в расчетах используются пропагаторы для свободных нуклонов. Использование свободного пропагатора для мюона в кулоновском поле ядра, как показано в работе [23] уже для умеренно тяжелых ядер ( $Z \approx 35$ ) может служить только довольно грубым приближением.

Радиационный захват мюонов ядрами  $Ca^{40}$  и  $O^{16}$  подробно изучался в работах [16], [24]. Для нахождения ядерной амплитуды были использованы следующие модели:

1. Безграничный вырожденный ферми-газ.
2. Статистическая модель конечного ядра.
3. Модель оболочек (осцилляторный потенциал).

С этими моделями были выполнены расчеты спектра фотонов и отношения вероятностей радиационного и нерадиа-

ционного захвата мюонов ядрами  $O^{16}$  и  $Ca^{40}$ . Результаты расчетов показывают, [16], [24], что указанные величины, повидимому, нечувствительны к деталям используемой модели. Этот факт является, несомненно очень важным для интерпретации данных опыта.

В таблице 4 приведены значения отношения  $R$  вероятностей радиационного и нерадиационного захвата мюона ядром  $Ca^{40}$  в зависимости от константы псевдоскалярного взаимодействия [16].

Таблица 4

$C_P = 8 C_A$	$C_P = 16 C_A$	$C_P = 16 C_A$ *)
2.39	3.95	3.47

Значения  $R$  в таблице 4 приведены в единицах  $10^{-4}$ .

§ 6. Экспериментальные данные по радиационному захвату мюонов ядрами.

Полученная из опытов по радиационному захвату мюонов ядрами  $Fe^{58}$  [25] и  $Cu^{64}$  [26], [27] форма фотонного энергетического спектра согласуется с той, которая следует из теории  $\Gamma(x) \sim x(1-x)^2$ , где  $x = k/m_\mu$ .

---

х) Это значение  $C_P$  соответствует сумме двух равных слагаемых в формуле (18а), в то время как предыдущие два значения  $C_P$  соответствуют  $Const = 0$  в (18а).

Отношение  $R$  вероятностей радиационного и нерадиационного захвата мюонов этими ядрами также согласуются по порядку величины с теоретическим значением  $R \sim 10^{-4}$ . Однако полученная в этих опытах точность не позволяет сделать определенных количественных выводов о согласии с теорией.

В работе Конверси с сотрудниками [28] исследовался спектр фотонов в радиационном захвате мюонов ядрами. Для отношения  $R$  в этой работе получено значение:

$$R = (3,05 \pm 0,35) \cdot 10^{-4}.$$

Из результатов их работы следует (см. [16], [17]), что константа эффективного псевдоскалярного взаимодействия имеет значение:

$$C_D = (13,3 \pm 2,7) C_A, \quad (38)$$

$$C_P = (18,4 \pm 5,6) C_A. \quad (39)$$

Первое из этих значений соответствует обработке данных опыта на основе формулы (18a) при  $Const = 0$ , второе - при  $Const \neq 0$ .

## § 7. З а к л ю ч е н и е

Резюмируя сказанное, можно заключить, что имеющиеся в настоящее время, пока еще немногочисленные данные по радиационному захвату мюонов ядрами согласуются с теоретической концепцией и характером слабого взаимодействия мюонов с нуклонами. Вместе с тем ясно, что эти данные ни в коем случае нельзя считать окончательными. Для установления вида взаимодействия мюонов с нуклонами, повидимому,

необходимы опыты по радиационному захвату мюонов различными ядрами и в водороде.

Л и т е р а т у р а

1. T. Christenson, T. Cronin, V. Fitch, R. Turlay.  
Phys. Rev. Lett., 13, 138 (1964).
2. R.P. Feynman, M. Gell-Mann. Phys. Rev., 109, 193 (1958).
3. A. Fujii, H. Primakoff. Nuovo Cimento, 12, 327 (1959).
4. R. Hofstadter, R. Herman.  
Phys. Rev. Lett., 6, 293 (1961).
5. M.L. Goldberger, S.B. Treiman.  
Phys. Rev., 111, 354 (1958).
6. Y. Nambu. Phys. Rev. Lett., 4, 380 (1960).
7. И.С. Шапиро. Лекция Ереванской школы физики, 1965.
8. V.L. Telegdi. Proc. of the 1960 Ann. Int. Conf. on  
High Energy Physics, Rochester, 1960; p. 713.
9. A. Astbury et. al. Phys. Rev. Lett., 3, 476 (1959).
10. И.С. Шапиро, Л.Д. Блохинцев. ЖЭТФ, 39, III2 (1960).
11. R.C. Cohen et. al. Nucl. Phys., 57, 255 (1964).  
A. Astbury et. al. Nuovo Cimento, 23, 1020 (1964).
12. T.E. Rothberg et. al. Phys. Rev., 132, 2664 (1963).  
E. Bertolini et. al. Proc. of the 1962 Int. Conf.  
on High Energy Physics, CERN; p.421.  
R. Hildebrand, T.H. Doede. ibid., p. 418.

13. T.V. Falomkin et. al. Phys. Lett., 3, 229 (1963).  
L.B. Auerbach et. al.  
Phys. Rev. Lett., 11, 23 (1963).
14. V.S. Evseev et. al. Phys. Lett., 6, 332 (1963).
15. Г.А. Лобов. ЖЭТФ, 45, 713 (1963).
16. H.P.C. Rood. "On the theory of the capture in nuclei", Groningen (1964).
17. Г.А. Лобов. Диссертация, препринт ИТЭФ № 315 (1964).
18. Г.А. Лобов, И.С. Шапиро. ЖЭТФ, 43, 1821 (1961).
19. K. Manacher, L. Wolfenstein.  
Phys. Rev., 116, 728 (1960).
20. G.I. Opat. Phys. Rev., 134, B 428 (1964).
21. С.С. Герштейн. "Вопросы физики элементарных частиц", Нор-Амберд, 1962.
22. W.R. Wessel, P. Philipson.  
Phys. Rev. Lett., 13, 23 (1964).
23. G.A. Lobov. Nucl. Phys., 43, 430 (1963).
24. H.P.C. Rood, H.A. Tolhoek. Phys. Lett., 6, 121 (1963).  
Phys. Lett., 6, 121 (1963).
25. G. Conforto, M. Conversi, L. di Lella.  
Phys. Rev. Lett., 9, 22 (1962).  
Proc. Intern. Conf. on High Energy Physics,  
CERN, 1962; p. 427.
26. W. Chou, I. Nadelhart, T. Ashkin.  
Bull. Am. Phys. Soc., 8, 34 (1963).
27. W. Chou. Ph. D. Thesis, Carnegie Institute of  
Technology, NYO-10562 (1963).
28. M. Conversi, R. Diebold, L. di Lella. Int. Conf. on  
Fundamental Aspects of Weak Interactions.  
New York, 1963.
29. E. Borchi. Nuovo Cimento, 35, 1076 (1965).

ЛЕТНЯЯ ШКОЛА ПО ПРОБЛЕМАМ  
ТЕОРИИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ  
Клярику 1965  
I часть

Редакционно-издательский совет  
Академии Наук Эстонской ССР  
Таллин, ул. Сакала, 3

Ротапринт АН ЭССР

Заказ № 143. МВ-05551. Тираж 500.  
Печатных листов 10,25.  
Учетно-издательских листов 5,87.

Цена 40 коп.



Цена 40 коп.



TÜ RAAMATUKOGU



1 0300 00463812 0